

# Modellierung und numerische Simulation des Aufheizverhaltens von PKW-Bauteilen und -Karossen in Trocknern

Vom Fachbereich Maschinenbau  
an der Technischen Universität Darmstadt  
zur  
Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)  
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

vorgelegt von

**Dipl.-Math. Cornelia Blanke**

aus München

Berichterstatter:	Prof. Dr. rer. nat. M. Schäfer
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. P. Stephan
Mitberichterstatter:	Prof. Dr. rer. nat. D. A. Weiss
Tag der Einreichung:	22.10.2008
Tag der mündlichen Prüfung:	28.01.2009

Darmstadt 2009  
D17



# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 2005 bis 2008 während meiner Anstellung als Doktorandin im Bereich der Simulation Lackiertechnik bei der DaimlerChrysler AG (seit Oktober 2007: Daimler AG). Dabei war ich bis Januar 2007 am Forschungszentrum Ulm und anschließend infolge einer firmeninternen Umstrukturierung im Mercedes-Benz Werk Sindelfingen tätig.

Mein besonderer Dank richtet sich an Herrn Prof. Dr. rer. nat. D. A. Weiss, der das Projekt der Simulation Lackiertechnik am Forschungszentrum Ulm leitete. Mit zahlreichen wertvollen Beiträgen und hilfreichen Ratschlägen trug er wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit bei. Keineswegs selbstverständlich war dabei, dass sein unermüdliches Engagement auch nach seinem Austritt aus der DaimlerChrysler AG im Herbst 2006 nicht nachließ. Ich danke ihm außerdem für das Korrekturlesen dieser Arbeit und einige gelungene private Veranstaltungen.

Ebenso danke ich meinem Sindelfinger Vorgesetzten Herrn Dr.-Ing. S. Philippi, ohne dessen Vertrauen und Unterstützung die Fertigstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. M. Schäfer danke ich für die Betreuung von Seiten der Technischen Universität Darmstadt und Herrn Prof. Dr.-Ing. P. Stephan für die Übernahme des Koreferats.

Meinen Doktorandenkollegen Herrn Dr.-Ing. M. Poppner und Herrn S. Hecht sowie allen anderen Kollegen bei der Daimler(-Chrysler) AG, insbesondere Herrn R. Sonnenschein, danke ich für die sympathische Arbeitsatmosphäre und die vielen anregenden Gespräche, die sich nicht immer auf fachliche Belange beschränkten.

Mit den im Rahmen seines studentischen Praktikums bei der DaimlerChrysler AG, Forschungszentrum Ulm, gewonnenen Erkenntnissen lieferte Herr Antônio José Lückmann einen wichtigen Beitrag zu dieser Arbeit. Auch ihm gilt mein Dank.

Herrn Dr. M. Wessels vom DaimlerChrysler Werk in Untertürkheim, der mich vor allem während der Einarbeitungsphase fachlich begleitete, wünsche ich einen angenehmen Ruhestand.

Als firmenexterner Projektpartner ist vor allem Herr Dr. rer. nat. F. Meißner von der Inpro GmbH in Berlin zu nennen, bei dem ich mich ebenfalls herzlich bedanke. Er hatte mit seinen ersten Arbeiten zur Trocknersimulation das Fundament für

diese Arbeit gelegt und stand stets als offener und kompetenter Ansprechpartner für Diskussionen zur Verfügung.

Des Weiteren danke ich auch den verschiedenen Softwareherstellern, unseren IT-Administratoren und den Partnern des SiLat-Projekts für die gute Zusammenarbeit.

Abschließend möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, die mich während meines Studiums und der Promotion in jeglicher Hinsicht unterstützte und mir immer wieder neuen Mut gab. Meiner Schwester Monika danke ich zudem für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Ich erkläre außerdem, dass ich noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Traunreut, im Oktober 2008

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Der Lackierprozess in der Automobilproduktion . . . . .	2
1.1.1	Die Lackierprozesskette . . . . .	2
1.1.2	Auslegung von Trocknern . . . . .	4
1.2	Simulation ausgewählter Prozessschritte . . . . .	6
1.2.1	Simulation von Aufheizprozessen in Trocknern . . . . .	6
1.2.2	Ziele der Simulation . . . . .	7
1.2.3	Stand der Forschung in der Trocknersimulation . . . . .	8
1.3	Inhalte dieser Arbeit . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>11</b>
2.1	Die Navier-Stokes-Gleichungen . . . . .	11
2.1.1	Allgemeine Formulierung von Erhaltungssätzen . . . . .	12
2.1.2	Ableitung der Kontinuitätsgleichung . . . . .	12
2.1.3	Ableitung der Impulsgleichungen . . . . .	13
2.2	Energiebilanz . . . . .	14
2.2.1	Konvektiver Wärmetransport . . . . .	14
2.2.2	Wärmeleitung in Festkörpern . . . . .	15
2.2.3	Wärmeaustausch zwischen Medien . . . . .	16
2.2.4	Wärmestrahlung . . . . .	16
2.3	Turbulenzmodellierung . . . . .	17
2.3.1	Grundzüge der RANS-Modellierung . . . . .	19
2.3.2	Zweigleichungsmodelle . . . . .	21
2.3.3	Reynolds-Spannungsmodelle (RSM) . . . . .	26
2.3.4	Andere Ansätze zur Turbulenzmodellierung . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Numerische Verfahren</b>	<b>31</b>
3.1	Die Finite-Volumen-Methode . . . . .	31
3.1.1	Diskretisierung der Transportgleichung . . . . .	32
3.1.2	Druck-Korrektur-Verfahren . . . . .	35
3.2	Diskretisierung der Strahlung . . . . .	36
3.2.1	Die Raytracing-Methode . . . . .	36
3.2.2	Das Modell der Diskreten Ordinaten . . . . .	38
3.3	Lösen der diskreten Gleichungen . . . . .	39

3.3.1	Iterative Verfahren . . . . .	39
3.3.2	Mehrgitterverfahren . . . . .	41
<b>4</b>	<b>Gegenüberstellung von StarCD und Fluent</b>	<b>43</b>
4.1	Vernetzung von Geometrien . . . . .	44
4.1.1	Netztypen . . . . .	44
4.1.2	Erzeugung von prismatischen Grenzsichten . . . . .	47
4.2	Implementierte physikalische Modelle . . . . .	49
4.2.1	Turbulenzmodelle, Wandbehandlung . . . . .	49
4.2.2	Modellierung dünner Wände . . . . .	53
4.2.3	Strahlungsmodellierung . . . . .	54
4.3	Verfügbare numerische Methoden . . . . .	55
4.3.1	Darstellung translatorisch bewegter Geometrien . . . . .	55
4.3.2	Diskretisierung und Lösungsalgorithmen . . . . .	56
4.3.3	Parallelisierung . . . . .	61
<b>5</b>	<b>Modellbildung anhand einfacher Geometrien</b>	<b>63</b>
5.1	Betrachtete Beispiele . . . . .	63
5.1.1	Wärmeübertragung beim Prallstrahl . . . . .	64
5.1.2	Simulation der Aufheizung ebener Bleche . . . . .	64
5.1.3	Dummy-Karosse im Technikumstrockner . . . . .	65
5.2	Geometrieerstellung und Vernetzung . . . . .	66
5.2.1	Auflösung des Bleches . . . . .	67
5.2.2	Einfluss von prismatischen Grenzsichten . . . . .	68
5.2.3	Struktur des Netzes im Strömungsinne . . . . .	70
5.3	Diskretisierung und Zeitabhängigkeit . . . . .	72
5.3.1	Räumliche Diskretisierungsverfahren . . . . .	73
5.3.2	Zeitdiskretisierung . . . . .	76
5.4	Analyse verschiedener Turbulenzmodelle . . . . .	81
5.5	Schlussfolgerungen . . . . .	83
<b>6</b>	<b>Anwendung auf Realbauteile und Rohbau-Karossen</b>	<b>87</b>
6.1	Spezielle Herausforderungen . . . . .	87
6.1.1	Komplexität der Geometrie . . . . .	88
6.1.2	Beteiligte Prozessstoffe . . . . .	90
6.1.3	Unsicherheiten bei Randwerten und Parametern . . . . .	91
6.2	Simulation einer Tür im Technikumstrockner . . . . .	92
6.2.1	Netzgenerierung . . . . .	92
6.2.2	Beurteilung der verschiedenen Netztypen . . . . .	98
6.2.3	Modellierung von Prozessstoffen . . . . .	102
6.2.4	Einfluss von Strahlung . . . . .	110
6.3	Simulation von Karossen in Produktionstrocknern . . . . .	114

6.3.1	E-Klasse im Taktrockner . . . . .	114
6.3.2	Machbarkeitsstudie Durchlauftrockner . . . . .	119
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>123</b>
<b>A</b>	<b>Experimentelle Methoden</b>	<b>127</b>
A.1	Geschwindigkeitsmessungen . . . . .	127
A.1.1	Flügelrad-Anemometrie . . . . .	127
A.1.2	Hitzdraht-Anemometrie . . . . .	128
A.2	Temperaturmessungen . . . . .	130
A.2.1	Thermoelemente . . . . .	130
A.2.2	Thermografie . . . . .	131





# Abbildungsverzeichnis

1.1	Typische Lackierprozesskette in der Automobilproduktion . . . . .	3
1.2	Beispiel für einen Düsentrockner . . . . .	5
2.1	Effekte im Volumen $V$ . . . . .	13
2.2	Strahlungstransport durch ein Medium . . . . .	18
2.3	Strahlungsvorgänge an einer opaken Wand . . . . .	18
2.4	Statistischer Mittelwert $\bar{\mathbf{u}}$ und Schwankung $\mathbf{u}'$ . . . . .	20
3.1	Beispiel für ein zellenzentriertes Polyedernetz . . . . .	32
3.2	Diskretisierung der Hemisphäre in Raumwinkel . . . . .	38
3.3	Ablaufschemas des V-Zyklus und des W-Zyklus mit zwei Vergrößerungsstufen . . . . .	42
4.1	Standardzelltypen in StarCD und Fluent . . . . .	44
4.2	Trimmed Cells in StarCD . . . . .	45
4.3	Netze mit Prismenschichten . . . . .	48
4.4	Oberflächentriangulierung eines exemplarischen T-Stoßes . . . . .	50
4.5	Senkrechter Schnitt durch eine Prismenschicht um einen T-Stoß . . .	50
4.6	Das Fahrstuhlprinzip . . . . .	57
4.7	Ablaufschemas des iterativen und des nichtiterativen PISO-Verfahrens	60
5.1	Versuchsstand von Hofmann . . . . .	65
5.2	Geometrie des vereinfachten Testfalls . . . . .	65
5.3	Versuchsaufbau – Dummy-Karosserie im Technikumstrockner . . . . .	66
5.4	Skizze von problematischen Stellen bei der Vernetzung der Dummy-Karosserie mit prismatischen Solidzellen . . . . .	67
5.5	Schnitt durch ein Hexaedernetz mit Prismenschichten . . . . .	69
5.6	Berechnung der Nußelt-Zahl im Staupunkt – Variation des Netzes . .	69
5.7	Numerische Diffusion im Bereich des Düsenstrahls . . . . .	71
5.8	Schnitt durch ein verbessertes Hexaedernetz mit Prismenschichten .	73
5.9	Stationarität im Geschwindigkeitsfeld der berechneten stationären Lösung . . . . .	75
5.10	Vergleich zellbasierte/knotenbasierte Gradientenberechnung mit verschiedenen Turbulenzmodellen . . . . .	77
5.11	Einfluss der Zeitdiskretisierung auf den Aufheizprozess . . . . .	80

5.12	Blechtemperatur nach 100 s (in K) – Variation der Zeitschrittweite . .	80
5.13	Berechnung der Nußelt-Zahl im Staupunkt – Variation des Turbulenzmodells . . . . .	83
5.14	Turbulente kinetische Energie (in $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) beim Prallstrahl – Variation des Turbulenzmodells . . . . .	84
6.1	Versuchsaufbau – Tür im Technikumstrockner . . . . .	93
6.2	Detailansicht des Holms . . . . .	94
6.3	Oberflächennetz mit Zonen zur Blechdickendefinition . . . . .	94
6.4	Schnitt durch das Netz mit virtueller Box . . . . .	96
6.5	Unterschiedliche Netztypen im Detail . . . . .	96
6.6	Schnitt durch das Polyedernetz . . . . .	98
6.7	Schnitt durch das Geschwindigkeitsfeld (in $\text{m/s}$ ) . . . . .	100
6.8	Geschwindigkeitsfeld in 60 cm Entfernung von den Düsen (in $\text{m/s}$ ) .	100
6.9	Temperatur der Tür nach 60 s (in K) . . . . .	101
6.10	Gemessene Aufheizkurven der neun Messpunkte auf der Tür (Mittelwert aus sechs Wiederholungsversuchen) . . . . .	103
6.11	Modellierung von zwei Materialschichten mit dem Shell-Conduction-Modell . . . . .	105
6.12	Temperatur der Tür mit Dämmmatten nach 60 s (in K) – Netz (c), Modellierung der Dämmmatten mit Solidzellen . . . . .	107
6.13	Vergleich der Aufheizkurven des vereinfachten Ersatzmodells mit dem Solidmodell . . . . .	107
6.14	Temperaturgradient in der Zweischichtstruktur (links) und im Ersatzmaterial (rechts) . . . . .	109
6.15	Variation der Wärmeleitfähigkeit $\lambda$ (in $\frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ ) des Dämmmattenmaterials . . . . .	109
6.16	Variation der Emissivität $\varepsilon_W$ des Bleches (oben) und der Trocknerwände (unten) beim Testfall . . . . .	111
6.17	Einfluss der Strahlungsmodellierung auf die Aufheizkurven der Messpunkte 3 (links) und 7 (rechts) . . . . .	113
6.18	KTL3-Takttrockner im Mercedes-Benz Werk Sindelfingen . . . . .	115
6.19	Aufheizkurven einer E-Klasse im KTL3-Takttrockner . . . . .	116
6.20	Prismenschichten beim TGrid-Netz . . . . .	118
A.1	Brückenschaltung der Konstant-Strom-Anemometrie . . . . .	129
A.2	Verschiedene Ausführungen von Hitzdrahtsonden . . . . .	130
A.3	Prinzip eines Thermoelements . . . . .	132

# Nomenklatur

## Skalare Größen

$A$	Flächeninhalt
$D$	Düsendurchmesser
$F$	allgemeine Erhaltungsgröße
$F_{ij}$	Sichtfaktoren beim Wand-zu-Wand-Strahlungsmodell
$I, I_0$	Intensität, Anfangsintensität
$I$	elektrischer Strom (in Abschnitt 6.2.3 und in Anhang A)
$K_1, K_2$	Seebeck-Koeffizienten einer Materialpaarung
$L$	charakteristisches Längenmaß
$Nu$	Nußelt-Zahl
$Pr_t$	turbulente Prandtl-Zahl
$Q$	allgemeine Quelle oder Senke (in Abschnitt 2.1.1)
$Q$	Wärmemenge
$R$	elektrischer Widerstand
$R_{th}$	Wärmewiderstand
$Re$	Reynolds-Zahl
$T, T_F, T_W$	Temperatur, Fluidtemperatur, Wandtemperatur
$U$	Spannung
$V, \partial V$	Volumen, Rand des Volumens
$V^{(k)}$	$k$ -dimensionaler Unterraum
$c_p, c_V, c$	spezifische Wärmekapazität (bei konstantem Druck, bei konstantem Volumen, im Festkörper)
$d$	Dicke
$d_{AB}$	Abstand zwischen den Zellmittelpunkten $A$ und $B$
$e$	Energiedichte
$f$	Dichtefunktion einer Erhaltungsgröße
$f_d$	diffus reflektierter Bruchteil
$h$	Enthalpie
$k$	turbulente kinetische Energie
$n$	Brechungsindex
$p$	hydrostatischer Druck
$q$	allgemeiner Quellterm
$q_{in}, q_{out}$	eintreffende Strahlung, ausgehende Strahlung
$s$	allgemeine Fernwirkung

$t$	Zeit
$u$	wandparallele Geschwindigkeit
$u_\tau$	Wandschubspannungsgeschwindigkeit
$y, y^+$	Wandabstand, dimensionsloser Wandabstand
$z$	Abstand Düse–Blech (beim Prallstrahl)
$\Delta t$	numerische Zeitschrittweite
$\Phi$	Phasenfunktion
$\alpha$	Wärmeübergangskoeffizient (in Abschnitt 2.2.3)
$\alpha$	Absorptionskoeffizient
$\varepsilon$	turbulente Dissipation
$\varepsilon_W$	Emissivität einer Wand
$\lambda, \lambda_\perp, \lambda_\parallel$	Wärmeleitfähigkeit (senkrecht/parallel zur Wand)
$\mu$	dynamische Viskosität
$\mu_t$	turbulente Viskosität
$\tilde{\nu}_t$	modifizierte turbulente kinematische Viskosität
$\rho$	Massendichte
$\sigma$	Stefan-Boltzmann-Konstante
$\sigma_s$	Streuungskoeffizient
$\tau_w$	Wandschubspannung
$\phi$	beliebige skalare Größe
$\omega$	Dissipationsrate

### Vektoren

$\mathbf{b}$	rechte Seite eines linearen Gleichungssystems
$\mathbf{g}$	Gravitationskraft
$\mathbf{j}$	allgemeine Stromdichte
$\mathbf{n}$	äußerer Normalenvektor
$\mathbf{p}$	Impulsdichte
$\mathbf{u}$	Geschwindigkeit
$\mathbf{x}$	Ortsvektor
$\mathbf{x}$	Vektor der Unbekannten (in Abschnitt 3.3)
$\Phi$	allgemeiner Fluß

### Tensoren

$\mathbf{A}$	allgemeine Koeffizientenmatrix
$\mathbf{I}$	Einheitstensor
$\mathbf{T}$	Spannungstensor
$\mathbf{\Lambda}$	Konduktivitätstensor

## Super- und Subskripts

$\bar{(\cdot)}$	statistischer Mittelwert
$(\cdot)'$	turbulente Schwankung
$(\cdot)^*$	vorläufige numerische Lösung
$(\cdot)^T$	Transponierte
$(\cdot)^{(n')}$	numerische Lösung zum Zeitpunkt $t_{n'}$
$(\cdot)_Z$	Auswertung am Zellmittelpunkt
$(\cdot)_f$	Auswertung am Mittelpunkt einer Seitenfläche

## Abkürzungen

BMBF	Bundesministerium für Bildung und Forschung
CAD	Computer Aided Design
CFD	Computational Fluid Dynamics
DNS	Direct Numerical Simulation
ILU	Incomplete Lower Upper
KTL	Kathodische Tauchlackierung
LES	Large-Eddy-Simulationen
MARS	Monotone advection and reconstruction scheme
PRESTO!	Pressure Staggering Option
QUICK	Quadratic upstream interpolation of convective kinematics
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
RNG	Renormalisierungsgruppen
RSM	Reynolds-Spannungsmodelle
SiLat	Simulation der instationären Lacktrocknung bei dreidim. Objekten
SST	Shear-Stress-Transport



# 1 Einleitung

Für die meisten Menschen in den Industrienationen ist der Computer heutzutage sowohl im Berufsleben als auch in der Freizeit ein permanenter und unverzichtbarer Begleiter. Durch seine Nutzung können viele alltägliche Prozesse vereinfacht und beschleunigt werden – man denke etwa an typische Büroanwendungen wie die Text- und Datenverarbeitung, die Bearbeitung von digitalen Fotos oder die Kommunikation über das Internet.

Ursprünglich waren die ersten Computer jedoch für die Durchführung von aufwändigen und wiederkehrenden Berechnungen entwickelt worden. Vor der Übergabe an den Computer mussten diese durch einen Algorithmus beschrieben und in einer für ihn verständlichen Sprache programmiert werden. In dieser Form werden Computer nach wie vor von Naturwissenschaftlern und Ingenieuren genutzt. Da die Leistungsfähigkeit der Rechner aber ständig gestiegen ist und gleichzeitig die programmierten Algorithmen immer effizienter wurden, konnten die Berechnungen im Lauf der Zeit immer umfangreicher werden.

Auch die vorliegende Arbeit ist im Bereich des Hochleistungsrechnens angesiedelt. Sie beschäftigt sich mit der numerischen Simulation der Aufheizung von PKW-Karosserien in Lacktrocknern. Während an einigen Stellen in der Industrie Simulationen inzwischen schon zu den Standardwerkzeugen zu zählen sind, überwiegen in der Fahrzeuglackierung auch heute noch die konventionellen experimentellen Methoden. Das liegt an der Tatsache, dass dort sehr viele unterschiedliche physikalische und chemische Effekte auftreten, deren Einfluss auf die resultierende Lackierqualität noch nicht vollständig verstanden wurde. Grundsätzlich kann eine Simulation aber nur dann ein verlässliches Ergebnis liefern, wenn alle relevanten Effekte und Wechselwirkungen identifiziert und in einem Berechnungsmodell abgebildet wurden, das sich anschließend mit vertretbarem Aufwand lösen lässt.

Diese Arbeit beinhaltet folglich einerseits die theoretische Modellbildung für das zu untersuchende Phänomen und andererseits die praktische Umsetzung der Berechnung in einem kommerziellen Simulationsprogramm. Ein wichtiger Punkt ist hierbei die Praxistauglichkeit des beschriebenen Verfahrens, durch die später auch tatsächlich der Einsatz im Tagesgeschäft der Automobil-Entwicklung oder -Produktionsplanung ermöglicht werden soll.

### 1.1 Der Lackierprozess in der Automobilproduktion

Dieser Abschnitt soll in den Lackierprozess der Automobilproduktion einführen. Um die Verbindung zu den Inhalten dieser Arbeit herzustellen, wird dabei ein besonderes Augenmerk auf den Lacktrocknungsprozess gelegt. Dieser schließt normalerweise unmittelbar an die Lackapplikation an und beinhaltet die Aufheizung der lackierten Karosse in einem Trocknungssofen.

Insgesamt handelt es sich bei der Automobillackierung um einen sehr kostspieligen und fehleranfälligen Prozess. Die Qualität der Lackschicht auf dem fertigen PKW ist aber nicht nur für sein Aussehen, sondern vor allem auch für seine Resistenz gegenüber Umwelteinflüssen und somit letztendlich für seine Langlebigkeit verantwortlich. Die umfangreiche Qualitätskontrolle und die manuelle Nacharbeit sind daher nach wie vor unverzichtbare Bestandteile des hochautomatisierten Lackierprozesses und binden eine große Zahl von Mitarbeitern.

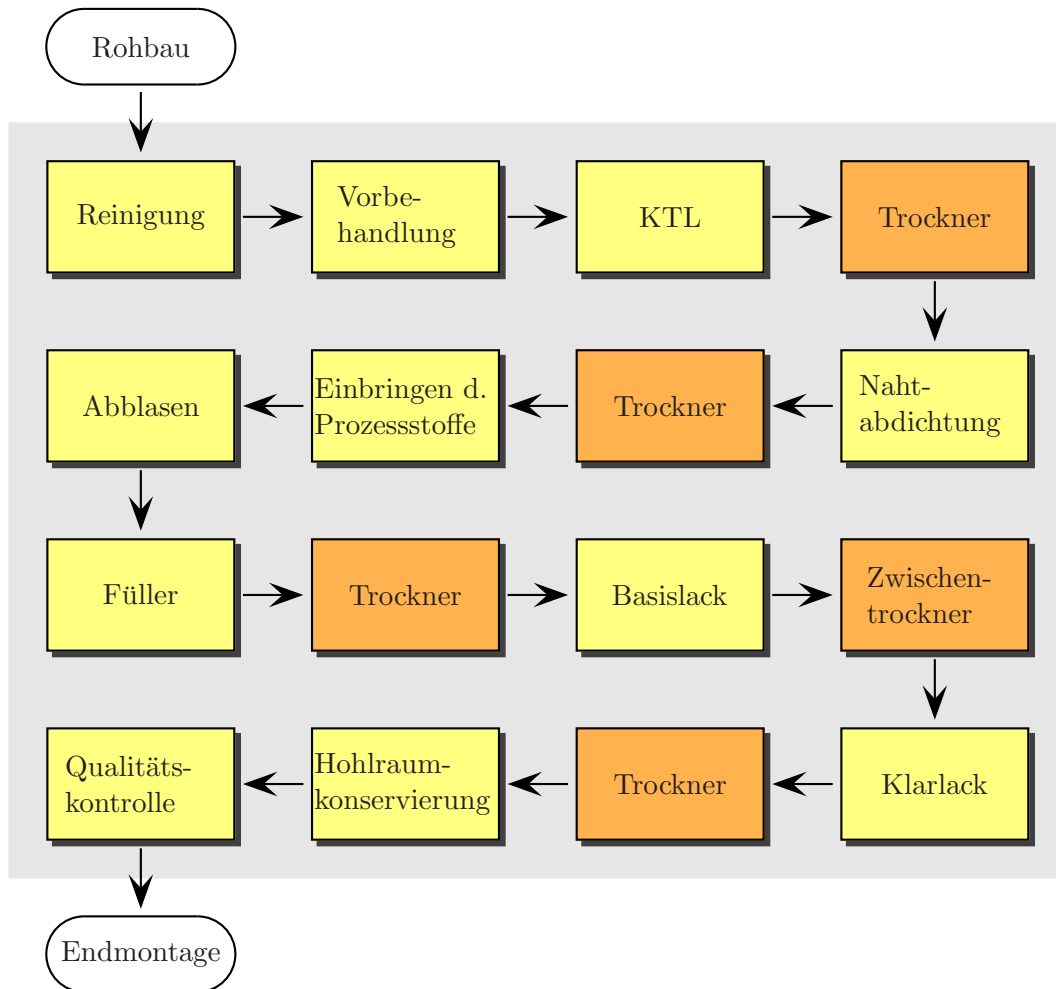
Der Lack selbst, von dem pro Karosse typischerweise mehrere Liter verbraucht werden, stellt aber nicht nur einen sehr wertvollen, sondern auch einen umweltschädlichen Rohstoff dar. Das Ziel muss es also stets sein, den Lack in einem zuverlässigen Prozess so effektiv wie möglich einzusetzen und Lackabfälle erst gar nicht entstehen zu lassen. Sowohl die Lackhersteller als auch die Automobilproduzenten sind zudem bestrebt, durch Einführung verträglicherer Lacksysteme (z. B. auf Wasserbasis) die Umweltbelastung bei gleichbleibender oder verbesserter Lackierqualität zu reduzieren. Das ist nicht nur wichtig für die Einhaltung von immer schärfer werdenden gesetzlichen Vorschriften und für den guten Ruf des Unternehmens, sondern zahlt sich durch geringere Aufwendungen bei der Filterung, Reinigung oder Entsorgung auch wirtschaftlich aus.

Für das Trocknen und Einbrennen des Lackes wird wegen der enormen Größe der Trocknungsöfen und der hohen erforderlichen Temperaturen sehr viel Energie benötigt. Auch hier versucht man, durch eine effiziente Nutzung der verfügbaren Ressourcen einerseits und durch die Entwicklung neuer Lacke andererseits den Energieverbrauch zu vermindern, indem die Einbrennzeit verkürzt oder die Temperatur im Trockner abgesenkt wird.

#### 1.1.1 Die Lackierprozesskette

Der Lackierprozess in der Automobilproduktion besteht aus einer Vielzahl von Einzelschritten. Eine typische Lackierprozesskette ist in Abbildung 1.1 dargestellt (vgl. auch [25, 26]), wobei aber zu beachten ist, dass die Abläufe in unterschiedlichen Lackieranlagen durchaus leicht variieren können. Ohne auf jeden einzelnen Schritt im Detail einzugehen, sei festzuhalten, dass der Lack auf der fertigen Karosserie heutzutage normalerweise aus mindestens drei bis vier Schichten besteht. Für den Auftrag der ersten Schicht wird die gereinigte und vorbehandelte Karosse vollständig in ein Bad der kathodischen Tauchlackierung (KTL) getaucht. Dadurch wird





**Abbildung 1.1:** Typische Lackierprozesskette in der Automobilproduktion

ein grundlegender Korrosionsschutz sichergestellt. Die anderen Lackschichten Füller, Basislack und Klarlack werden hingegen aufgesprüht und dienen einerseits zur Verbesserung des Korrosionsschutzes und der Haltbarkeit, andererseits sind sie aber auch für das endgültige Aussehen (z. B. Farbgebung, Glanz, Metallic-Effekte) der Karosserie verantwortlich.

Nach der Applikation muss jede Lackschicht zuerst getrocknet werden, bevor die nächste Schicht aufgetragen werden kann.<sup>1</sup> Das geschieht in einem Trocknungs-Ofen, den man sich als einen dunklen Tunnel vorstellen kann, durch den die lackierten Karosserien befördert werden. Bei Mercedes-Benz überwiegen dabei die Trockner, die heiße Luft durch eine Vielzahl von Düsen in den Trocknerinnenraum einblasen und dadurch eine sehr verwirbelte Luftströmung und einen hohen konvektiven Wärmeeintrag in die Karosserie generieren. Ein Beispiel für einen solchen Düsentrockner ist in Abbildung 1.2 zu sehen. Bei anderen Trocknern wird hingegen ein diffuseres Strömungsbild erzeugt, indem die Luft nicht durch Düsen, sondern durch Filtermatten einströmt oder indem gänzlich auf eine explizite Luftzuführung verzichtet wird. Dieses Verfahren wird auch bei Mercedes-Benz in bestimmten Teilabschnitten der Düsentrockner verwendet. Manchmal kommen zusätzlich spezielle Lampen als Wärmestrahler zum Einsatz, die jedoch in dieser Arbeit nicht untersucht werden.

Bei der Funktionsweise von Trocknern muss man außerdem zwischen Taktrocknern, bei denen die Verweilzeit der Karosserie im Trockner in Takte unterteilt ist, während derer die Karosserie jeweils an einer festen Position steht, und Durchlauftrocknern, durch die die Karosserie kontinuierlich mit einer konstanten Fördergeschwindigkeit hindurchbewegt wird, unterscheiden. Der Vorteil von Taktrocknern ist, dass durch eine geschickte Positionierung der Karosserie und eine geeignete Ausrichtung der drehbar gelagerten Düsen die Wärme sehr gezielt an bestimmte Stellen auf der Karosserie gebracht werden kann. Andererseits kann aber eine ungeeignete Düseneinstellung auch genau das Gegenteil bewirken. Durchlauftrockner sind hingegen wesentlich insensibler gegenüber den geometrischen Rahmenbedingungen und erzeugen grundsätzlich einen gleichmäßigeren Wärmeeintrag.

### 1.1.2 Auslegung von Trocknern

Neben den Neigungswinkeln der Düsen können in den meisten Trocknern auch die Einströmgeschwindigkeit und -temperatur der Luft reguliert werden. Ebenso ist die Abdeckung einzelner Düsen möglich. Eine solche hohe Flexibilität ist nötig, da es bei der Trocknung von Lacken nicht allein um das Abdunsten von flüchtigen Anteilen (Wasser, Lösemittel etc.) geht, sondern vielmehr um die „richtige“ Aushärtung des Lackes. Lackhersteller geben hierzu Vorgaben an, die beschreiben, wie lange ein bestimmter Lack bei einem bestimmten Temperaturbereich eingebrannt werden

---

<sup>1</sup>Die sogenannte Nass-in-Nass-Applikation, bei der dieser Zwischenschritt teilweise entfällt, ist Gegenstand aktueller Forschungs- und Entwicklungsarbeiten.



**Abbildung 1.2:** Beispiel für einen Düsentrockner (Quelle: [www.durr.com](http://www.durr.com))

muss. Eine Unterschreitung der vorgegebenen Einbrennzeit oder -temperatur führt dazu, dass die chemischen Vernetzungsprozesse bei der Aushärtung nicht vollständig ablaufen können, so dass sich der getrocknete Lack beispielsweise durch eine verminderte Resistenz oder Kratzfestigkeit auszeichnet. Aber auch eine Überschreitung der Einbrenntemperaturen kann zu Lackierfehlern führen. Besonders kritisch ist außerdem eine zu schnelle Aufheizung des Lackes, denn hier härtet die oberste Grenze der Lackschicht schon aus, während sich darunter noch flüchtige Anteile des Lackes befinden – man sagt, der Lackfilm mache zu. Da sie nicht mehr entweichen können, fangen sie im Lackfilm an zu kochen und bilden schließlich eingeschlossene Blasen.

Bei der Auslegung von Trocknern, die zum Beispiel nach Umbaumaßnahmen, bei der Einführung anderer Lacke oder beim Start neuer Baureihen nötig wird, ist also darauf zu achten, dass für alle lackierten Bereiche der Karosse diese Richtlinien eingehalten werden. Nicht zuletzt aufgrund der extrem komplizierten Geometrie von Rohbaukarossen mit vielen unterschiedlichen Charakteristiken ist das alles andere als eine triviale Aufgabe, die schon allein deshalb nicht immer zu 100% erfüllt werden kann, weil die auf der Karosserie herrschenden Trocknungsbedingungen ja gar nicht bekannt sind. Um jedoch bei der Auslegung von Trocknern wenigstens einen Überblick über die Temperaturverteilung, die auf der Karosse herrschen wird, bekommen zu können, werden in der Praxis auf einer unlackierten Messkarosse Thermoelemente (vgl. Anhang A) aufgebracht, mit deren Hilfe die Blechtemperatur an bestimmten repräsentativen Punkten während eines Trocknerdurchlaufs zeitabhängig aufgezeichnet wird. Die so erhaltene Schar von Aufheizkurven dient anschließend zur Überprüfung der aktuellen Einstellungen des Trockners oder als Referenz für weitere Messungen unter veränderten Randbedingungen.

### 1.2 Simulation ausgewählter Prozessschritte

Der dargestellte Lackierprozess ist zu komplex, als dass er mit den heute verfügbaren Methoden und Kapazitäten vollständig zu simulieren wäre. Das Ziel des Forschungsprojekts „Simulation Lackiertechnik“ ist es deshalb, einzelne Aspekte herauszugreifen und dafür Simulationstechniken zu entwickeln. Daraus sind bereits Dissertationen zum Tropfenaufrall (vgl. Böhm [4]), zur Sprühapplikation (vgl. Poppner [26]) und zum Trocknungsverhalten von Lackfilmen (vgl. Hecht [13]) hervorgegangen. Ebenso werden bei Mercedes-Benz auch verschiedene Vorgänge bei der Tauchlackierung untersucht (vgl. Roller [27]). Später können diese verschiedenen Teilaspekte gekoppelt betrachtet werden, indem die Ergebnisse der einen Simulation als Start- oder Randwerte für die Simulation des darauffolgenden Schritts dienen.

#### 1.2.1 Simulation von Aufheizprozessen in Trocknern

Die hier vorliegende Arbeit stellt einen weiteren Baustein dieses übergeordneten Projekts dar. Es soll eine Vorgehensweise entwickelt und verifiziert werden, mit der die Aufheizung von Karossen in Trocknern ohne vorangegangene Kalibrationen simuliert werden kann. Das bedeutet, dass bei der Berechnung nicht nur die Temperaturverteilung auf der Karosse, sondern vor allem auch die verschiedenen Ursachen für die Aufheizung erfasst werden müssen. Dabei handelt es sich neben dem konvektiven Wärmeeintrag durch die im Trockner vorherrschende Luftströmung auch um die von den Trocknerwänden ausgehende Strahlungsenergie und die Wärmeleitung in den Karosseriebauteilen. Das Berechnungsgebiet wird also den gesamten Innenbereich des Trockners umfassen, der von den Trocknerwänden begrenzt wird. Folglich müssen in der Simulation an allen Trocknerwänden sowie an den Luftein- und -auslässen Randbedingungen vorgegeben werden. Diese lassen sich bei bestehenden Trocknern entweder durch eine zuvor durchgeführte Simulation der Luftzuführung oder durch Vermessung des Trockners bestimmen. Anschließend können durch eine Variation der so erhaltenen Randdaten Vorschläge für eine verbesserte Auslegung des Trockners erarbeitet werden.

In einem ersten Schritt soll eine Simulationsmethodik gefunden werden, die sich prinzipiell für diese Art von Fragestellungen eignet. Nach einer theoretischen Untersuchung der verfügbaren Berechnungsmethoden wird dazu die Aufheizung vereinfachter Geometrien in Labor- und Technikumstrocknern simuliert und das berechnete Ergebnis mit experimentellen Daten verglichen. Auf eine Bewegung der Geometrie kann dabei zunächst verzichtet werden. Dennoch muss auch schon zu diesem Zeitpunkt das Gesamtziel im Auge behalten werden, so dass bei der Auswahl von Modellen und Verfahren stets zu überprüfen ist, ob ihre Anwendung auch bei Realkarossen in Takt- oder Durchlauftrocknern möglich und zielführend erscheint. Ein wichtiges Kriterium für die Praxistauglichkeit einer bestimmten Methode ist dabei die benötigte Rechenzeit. Bei der Suche nach dem bestmöglichen Kompromiss zwi-

schen Aufwand und Genauigkeit muss allerdings auch die Frage erörtert werden, welche Reproduzierbarkeit bei Anwendungen aus der Produktionspraxis überhaupt vorliegt und wie groß die aus diesen Prozessinstabilitäten resultierenden Ungenauigkeiten sind. Die sich aus der Modellierung und Simulation ergebenden Fehler sind akzeptabel, wenn sie in einer vergleichbaren Größenordnung liegen. Die Komplexität der analysierten Geometrien wird nach und nach gesteigert, bis das Vorgehen schließlich auch an einer produktionsnahen Konfiguration verifiziert werden kann.

Ebenso wie bei der konventionellen experimentellen Auslegung von Trocknern werden in dieser Arbeit ausschließlich unlackierte Werkstücke betrachtet. Eine Erweiterung auf lackierte Bauteile wäre aber mit den von Hecht vorgestellten Methoden (vgl. [2, 5, 13]) möglich. Die Eingangslackschichtdicke für eine solche gekoppelte Trocknungssimulation könnte aus Messungen oder aus einer vorangegangenen Simulation zur Sprüh- oder Tauchapplikation entstammen.

### 1.2.2 Ziele der Simulation

Durch die Simulation einzelner Schritte des Lackierprozesses erhofft man sich, der Vision von der „Digitalen Fabrik“ ein Stück näher zu kommen. „Digitale Fabrik“ bedeutet dabei, dass der gesamte Produktionsprozess am Rechner abgebildet wird. Das würde die tägliche Arbeit von Entwicklung und Produktionsplanung erheblich vereinfachen, da auf viele aufwändige, zeitraubende und kostspielige Experimente verzichtet werden könnte. Stattdessen könnten bei der Produktion auftretende Probleme schon vor dem ersten Prototypenbau lokalisiert werden. In der Folge könnte noch rechtzeitig vor der Serieneinführung eine unkritische Konfiguration ermittelt werden, indem die Geometrie oder die Randbedingungen in der Simulation geeignet modifiziert werden. Das führt nicht nur zu einer Einsparung von Finanzmitteln und zu einer effizienteren Nutzung von Personalkapazitäten, sondern entlastet letztendlich auch die Umwelt.

Aber selbst wenn die Simulation zunächst auf einzelne Aspekte des Produktionsprozesses beschränkt bleibt, können wertvolle Erkenntnisse daraus gewonnen werden. Während in Experimenten häufig nur eine bestimmte Kenngröße erfasst werden kann, ist selbst eine Simulation mit vereinfachenden Modellannahmen in der Lage, ein umfassenderes Bild über die physikalischen Zusammenhänge zu liefern. Dadurch können unter Umständen sogar Wechselwirkungen identifiziert werden, mit denen im Vorfeld gar nicht gerechnet wurde.

Das gilt insbesondere auch für die Trocknersimulation. Hier dienen bisher die an einzelnen Punkten gemessenen Aufheizkurven als Kriterium für die Auslegung von Trocknern. Durch eine Simulation erhält man aber nicht nur die Temperaturverteilung auf der gesamten Karosse, was allein schon einen immensen Fortschritt darstellt, sondern bekommt gleichzeitig auch einen Eindruck vom Strömungs- und Temperaturfeld im Trockner. Zudem wird es möglich sein, zwischen dem konvektiven und dem radiativen Wärmeeintrag in die Karosseriebleche zu unterscheiden.

Ausgestattet mit diesem grundlegenden Prozessverständnis wird es dann beispielsweise leichter fallen, die zur Vermeidung von Lackierfehlern nötigen Veränderungen an den Trocknereinstellungen oder sogar an der Rohbau-Karosserie auszumachen.

### 1.2.3 Stand der Forschung in der Trocknersimulation

Strukturmechanische Untersuchungen mit Finite-Element-Methoden stellen schon seit einigen Jahren auch für so komplizierte Geometrien, wie sie im Fall von Karossen vorliegen, keine besonders große Herausforderung mehr dar und kommen in der Automobil-Entwicklung und -Produktionsplanung in den unterschiedlichsten Bereichen standardmäßig zum Einsatz. Unter anderem ist mit diesen Verfahren auch eine Berechnung der bei einer im Trockner befindlichen Karosse auftretenden Bauteilspannungen und -verzüge möglich, wenn die Temperaturverteilung auf der Karosse als bekannt vorausgesetzt wird. In aktuellen Projekten bei Mercedes-Benz wird diese allerdings nur mit Hilfe von punktuell gemessenen Aufheizkurven abgeschätzt, was natürlich stets eine gewisse Unsicherheit im Ergebnis mit sich bringt.

Die Firma CADFEM GmbH erweiterte deshalb in Kooperation mit der BMW Group diesen Ansatz und bietet nun mit VPS/DRY ein spezielles Finite-Element-Tool an, das neben den strukturmechanischen Phänomenen auch die Aufheizung von Bauteilen in Trocknern berechnen kann (vgl. [36]). Allerdings handelt es sich dabei um ein Berechnungsverfahren, das zunächst für jede Trocknerkonfiguration anhand von Messergebnissen kalibriert werden muss. Erst wenn für eine bestimmte Trocknereinstellung ein solches Profil erstellt werden konnte, kann damit mit Hilfe von geometrischen Informationen die Aufheizung eines Werkstücks in diesem Trockner berechnet werden. Das bedeutet letztendlich, dass sich das Tool zwar gut zur Berechnung verschiedener Karosstypen in einem existierenden Trockner eignet, aber dass es zur Neuauslegung von Trocknern ungeeignet ist.

Will man hingegen die Wärmeübertragung an die Karosse tatsächlich ohne Kalibrationen direkt aus den Randbedingungen des Trockners berechnen, so muss auch die dafür verantwortliche Luftströmung im Trockner simuliert werden. Da es sich dabei um den kompliziertesten physikalischen Effekt handelt, der bei der Aufheizung von Karossen in Trocknern eine Rolle spielt (vgl. Abschnitt 2), macht es Sinn, für die Berechnung ebenso wie in den zuvor zitierten Arbeiten [4, 13, 26, 27] auf einen kommerziellen Strömungslöser zurückzugreifen. Die meisten dieser Programme basieren dabei auf einem Finite-Volumen-Verfahren, das sich im Gegensatz zu den gängigen Finite-Element-Verfahren durch eine automatische Erfüllung der physikalischen Erhaltungssätze auszeichnet (vgl. Diplomarbeit der Autorin [3]). In der Regel können die Programme zudem eine große Anzahl weiterer physikalischer Phänomene abbilden und sind häufig auch auf parallelen Rechnerarchitekturen effizient einsetzbar. Ein gewichtiger Unterschied zwischen den zuvor beschriebenen strukturmechanischen Simulationen und der Strömungssimulation ist nämlich, dass das Berechnungsgebiet nun echt dreidimensional ist und das gesamte Volumen im Trockner

umfasst. Dadurch wird einerseits die Anzahl der Unbekannten in der numerischen Simulation stark erhöht und andererseits die Struktur der zu lösenden mathematischen Gleichungen komplizierter, was sich verglichen mit strukturmekanischen Simulationen in einem deutlich höheren Rechenaufwand niederschlägt.

Diesen auf Strömungssimulationen basierenden Ansatz zur Berechnung der Aufheizung von Bauteilen in Trocknern verfolgte DaimlerChrysler zusammen mit der Firma Inpro GmbH in Berlin seit dem Jahr 2002, so dass zu Beginn dieser Arbeit im März 2005 schon die ersten Erkenntnisse bereitstanden. Dabei handelte es sich vor allem um Untersuchungen zur grundlegenden Modellbildung, die anhand von ebenen Blechen und einfachen Geometrien in Labor- und Technikumstrocknern verifiziert werden konnte (vgl. Meßen [20, 21], Paterson [25]). Während Meßen zu diesem Zeitpunkt jedoch schon die Notwendigkeit einer instationären Strömungsberechnung erkannt hatte, entkoppelte Paterson ihre Berechnungen, indem sie für die instationäre Temperaturberechnung ein stationäres Strömungsfeld zu Grunde legte. Mit ähnlichen entkoppelten Ansätzen hatten sich auch Wessels [37] und Witry, Malik [39] bereits im Jahr 2004 an die Berechnung von in Taktrocknern stehenden Karossen herangewagt.

Meßen und Witry, Malik verwendeten für ihre Simulationen das Programmpaket Fluent, wohingegen bei Wessels und Paterson StarCD zum Einsatz kam. Die Auswahl begründete sich allerdings jeweils allein durch die Verfügbarkeit von Software-Lizenzen und die Vorkenntnisse des Anwenders und nicht etwa durch eine systematische Untersuchung der Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Strömungslöser.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass auch bei anderen Automobilherstellern ein so großes Interesse an der Trocknersimulation besteht, dass im Herbst 2006 ein BMBF-Verbundprojekt zur „Simulation der instationären Lacktrocknung bei dreidimensionalen Objekten (SiLat)“ gestartet wurde. Dieses beschäftigt sich nicht nur mit der Simulation der Aufheizung von Bauteilen in Trocknern, sondern analysiert auch das Verhalten des Lackes bei der Trocknung und Aushärtung. Neben Daimler(-Chrysler) und einigen Mitbewerbern sind mehrere Hochschulinstitute, Softwarehersteller, Lacklieferanten und ein Anlagenbauer in das Projekt involviert. Da jedoch zu Projektbeginn bei vielen Partnern noch keine Erfahrungen auf dem Gebiet der Trocknersimulation vorhanden waren und das Projekt optimal unterstützt werden sollte, wurde die bei Daimler(-Chrysler) vorliegende Expertise – inklusive der Ergebnisse dieser Arbeit – den anderen Projektpartnern in Fachdiskussionen vermittelt.

## 1.3 Inhalte dieser Arbeit

In Kapitel 2 und 3 werden die zum Verständnis dieser Arbeit notwendigen physikalischen und numerischen Grundlagen bereitgestellt. Die für die Aufheizung von Karossen in Trocknern verantwortlichen physikalischen Effekte werden durch ein gekoppeltes System von partiellen Differenzialgleichungen beschrieben, das nach seiner

Finite-Volumen-Diskretisierung numerisch gelöst werden kann. Die turbulenten Besonderheiten der Strömung erfordern dabei ebenso wie die Wärmestrahlung eine spezielle Behandlung.

Anschließend werden in Kapitel 4 die beiden Softwarepakete StarCD und Fluent vorgestellt und miteinander verglichen. Es wird überprüft, inwiefern sie den spezifischen Anforderungen der Trocknersimulation genügen. Die Darstellung kommt an dieser Stelle noch ohne konkrete Beispiele aus und orientiert sich stattdessen ausschließlich an den in den Handbüchern [6, 7, 10, 11] aufgeführten Erläuterungen zu den Kapazitäten der Software. Bei den Untersuchungen stellt sich heraus, dass zwar auch StarCD zumindest ab der Programmversion 4.0 alle zur Simulation notwendigen Modelle in einer parallelisierbaren Form anbietet, aber dass das nur in Fluent verfügbare Shell-Conduction-Modell zur Modellierung dünner Bleche besonders interessant erscheint.

Eigene Simulationen werden erst in Kapitel 5 präsentiert. Ähnlich wie in den Arbeiten von Meißner [20, 21] und Paterson [25] werden mehrere vereinfachte Geometrien betrachtet, die eine Vielzahl von Variationen bei der Berechnung zulassen, anhand derer einzelne Aspekte besonders gut herausgearbeitet werden können. Neben der generellen Leistungsfähigkeit der beiden ausgewählten Softwarepakete werden dabei vor allem die Vernetzung der Geometrie, die Verfahren zur Diskretisierung der verschiedenen Terme aus den Differenzialgleichungen und die Modellierung der Turbulenzeigenschaften analysiert. Die Ergebnisse von Meißner und Paterson können auf diese Weise bestätigt und erweitert werden. Das Kapitel endet mit einer Zusammenstellung der wichtigsten Kriterien, die bei der Modellierung und Simulation von Aufheizprozessen zu beachten sind.

Mit Hilfe der gewonnenen Erkenntnisse wird in Kapitel 6 mit Fluent die Aufheizung einer E-Klasse-Fahrertür in einem Technikumstrockner simuliert. Die komplizierte Geometrie dieses Realbauteils, die damit verbundenen Schwierigkeiten bei der Generierung von Rechenetzen und die am Aufheizprozess beteiligten Prozessstoffe stellen dabei neue Herausforderungen dar, die es erforderlich machen, die Methoden aus Kapitel 5 zu überdenken und weiterzuentwickeln. Da gleichzeitig auch die Anforderungen an die Hardware stark ansteigen, wurde die Berechnung ganzer Karossen in realen Produktionstrocknern extern beauftragt. Wegen dringend benötigter Anpassungen der Fluent-Software, die trotz einer Intensivierung der Zusammenarbeit mit dem Softwarehersteller noch nicht vollständig realisiert werden konnten, können in dieser Arbeit jedoch nur die ersten Zwischenergebnisse aus diesen Projekten präsentiert werden.

Aber selbst nach der Fertigstellung dieser Arbeiten und der Validierung der Resultate wird es noch offene Fragestellungen in der Trocknersimulation geben. Dazu gehören beispielsweise eine Verbesserung der Effektivität, die für einen praxisnahen Einsatz essenziell sein wird, oder die Kopplung der reinen Aufheizsimulation mit anderen simulativ abbildbaren Phänomenen wie der Lacktrocknung oder der Strukturmechanik. Diese verschiedenen Punkte sind Inhalt eines abschließenden Ausblicks.



## 2 Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die physikalischen Effekte erläutert, die bei der Aufheizung von Karosserien in Trocknern von Bedeutung sind. Dabei handelt es sich im Wesentlichen um die im Trockner vorherrschende, nicht-isotherme turbulente Luftströmung, die Wärme an die anfangs kalte Karosserie überträgt. Diese Wärme breitet sich durch Wärmeleitung in den Blechen der Karosserie aus. Folglich heizen sich diese im Lauf der Zeit auf, bis sie schließlich die Temperatur der umgebenden Luft erreicht haben. Dazu kommt ein zusätzlicher Wärmeaustausch zwischen den Trocknerwänden und den Karosserieblechen durch Strahlung, der je nach auftretender Temperaturdifferenz mehr oder weniger bedeutend sein kann.

Für eine quantitative Erfassung dieser Phänomene ist es nötig, partielle Differenzialgleichungen aufzustellen, die so aufgebaut sind, dass sie anschließend numerisch gelöst werden können. Ein besonderes Augenmerk wird dabei auf der Beschreibung der Turbulenz liegen: Zwar ist es theoretisch möglich, allein mit Hilfe der Navier-Stokes-Gleichungen aus Abschnitt 2.1 eine turbulente Strömung zu berechnen<sup>1</sup>, aber da sich die turbulenten Wirbel über mehrere Größenordnungen erstrecken, müsste die Berechnung so hochauflösend sein, dass diese Methode in der Praxis wegen des hohen Aufwands nicht durchführbar ist. Stattdessen wird eine dem Problem angepasste makroskopische Auflösung für die Berechnung gewählt, die die turbulenten Effekte geeignet modelliert.

### 2.1 Die Navier-Stokes-Gleichungen

Die Navier-Stokes-Gleichungen sind eine differenzielle Darstellung der in der Kontinuumsmechanik geltenden Erhaltungssätze für Masse und Impuls eines Newtonschen Fluids<sup>2</sup>. Da auch für die Energiebilanz eines solchen kontinuierlichen Systems ein analoger Zusammenhang besteht, wird auch die hieraus resultierende Gleichung häufig zu den Navier-Stokes-Gleichungen gezählt. In dieser Arbeit wird sie jedoch in einem separaten Abschnitt betrachtet.

---

<sup>1</sup>Diese Methode bezeichnet man als DNS = Direct Numerical Simulation.

<sup>2</sup>Newtonsche Fluide zeichnen sich durch einen linearen Zusammenhang zwischen dem Schubspannungs- und dem Verzerrungstensor aus, wobei in dieser Arbeit der Stokes'sche Ansatz (2.3) verwendet werden wird (vgl. auch Baehr, Stephan [1]). Beispiele für Newtonsche Fluide sind Luft und Wasser.

### 2.1.1 Allgemeine Formulierung von Erhaltungssätzen

In diesem Unterabschnitt wird eine allgemeine physikalische Erhaltungsgröße  $F(t)$  in einem beliebigen ortsfesten Volumen  $V$  mit glattem Rand  $\partial V$  betrachtet (vgl. [25, 30]). Bei  $F(t)$  kann es sich z. B. um die Masse, die Energie, die Ladung oder eine Komponente des Impulses oder Drehimpulses im Volumen  $V$  handeln. Mit der Dichtefunktion  $f(\mathbf{x}, t)$  kann man

$$F(t) = \int_V f(\mathbf{x}, t) dV$$

schreiben. Im Verlauf der Zeit kann sich  $F(t)$  aufgrund von folgenden Effekten ändern (vgl. Abbildung 2.1):

- Ab- und Zuflüsse  $\Phi$  der Größe  $F$  über die Berandung  $\partial V$  von  $V$
- Quellen und Senken  $Q$  im Volumen  $V$ , die sich durch einen Quellterm  $q(\mathbf{x}, t)$  beschreiben lassen
- äußere Einflüsse (z. B. Gravitation, Strahlung, elektrisches Feld) mit der Fernwirkung  $s(\mathbf{x}, t)$  auf das Volumen  $V$

Mit der Stromdichte  $\mathbf{j}(\mathbf{x}, t)$  von  $\Phi$  ergibt sich die integrale Bilanz

$$\frac{dF}{dt} = \int_V \frac{\partial f}{\partial t} dV = - \oint_{\partial V} \mathbf{j} \cdot \mathbf{n} dS + \int_V q dV + \int_V s dV,$$

wobei zur besseren Lesbarkeit auf die Angabe der Orts- und Zeitabhängigkeiten verzichtet wurde.  $\mathbf{n}$  bezeichnet dabei den äußeren Normalenvektor von  $V$  und  $dS$  ist das dazugehörige infinitesimale Flächenelement. Unter Anwendung des Satzes von Gauß erhält man daraus

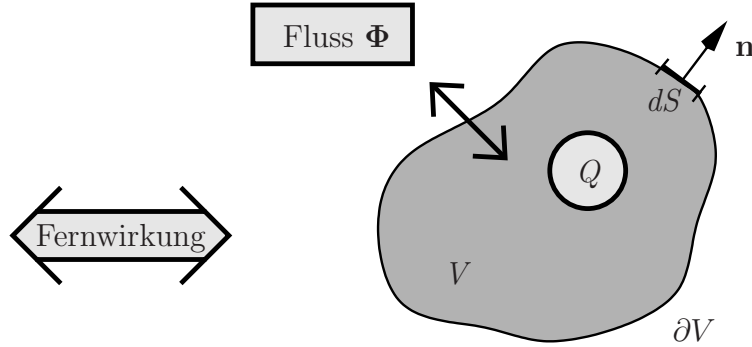
$$\int_V \frac{\partial f}{\partial t} dV = - \int_V \operatorname{div} \mathbf{j} dV + \int_V q dV + \int_V s dV.$$

Da dieser Zusammenhang für jedes beliebige Volumen  $V$  gilt, folgt die Gültigkeit der Differenzialgleichung

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = q + s. \quad (2.1)$$

### 2.1.2 Ableitung der Kontinuitätsgleichung

Die Kontinuitätsgleichung ergibt sich aus (2.1), wenn man für  $F$  die Gesamtmasse im Volumen  $V$  und entsprechend für  $f$  die Massendichte  $\rho$  einsetzt. Da es weder Massenquellen im Volumen  $V$  noch Massenerzeugung durch Fernwirkung gibt, sind


 Abbildung 2.1: Effekte im Volumen  $V$ 

in diesem Fall  $q$  und  $s$  identisch gleich Null. Die Massenstromdichte ist das Produkt aus Dichte und Geschwindigkeit, also  $\mathbf{j} = \rho \mathbf{u}$ . Folglich ergibt sich die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{u}) = 0. \quad (2.2)$$

### 2.1.3 Ableitung der Impulsgleichungen

Die Ableitung der Impulsgleichungen aus (2.1) gestaltet sich komplizierter, da hier die Stromdichte  $\mathbf{j}$  aus mehreren Anteilen besteht. Während es keine Impulsquellen in  $V$  geben kann und somit wieder  $q = 0$  gilt, ist  $s$  aufgrund von Gravitationskräften diesmal nicht Null. Für jede Komponente des Gesamtimpulses gilt also eine Gleichung der Form (2.1), so dass man ein System von Differenzialgleichungen erhält. Dieses lässt sich entweder in Vektorschreibweise oder mit Hilfe der Einsteinschen Summenkonvention notieren. Hier soll die Vektorschreibweise verwendet werden.

Die Impulsdichte ist gegeben durch  $\mathbf{p} = \rho \mathbf{u}$ , die Impulsstromdichte ist ein Tensor zweiter Stufe und setzt sich zusammen aus einem konvektiven Anteil  $\rho \mathbf{u} \mathbf{u}^T$  und dem sogenannten Spannungstensor  $\mathbf{T}$ , der die hydrostatischen und viskosen Anteile umfasst. Die Transponierte  $\mathbf{u}^T$  von  $\mathbf{u}$  ergibt sich dabei durch Vertauschen der Zeilen und Spalten. Im Fall von Newtonschen Fluiden gilt das Stokes'sche Materialgesetz (vgl. z. B. [1, 10, 25, 30])

$$\mathbf{T} = p \mathbf{I} - \mu [(\operatorname{grad} \mathbf{u}) + (\operatorname{grad} \mathbf{u})^T] + \frac{2}{3} \mu (\operatorname{div} \mathbf{u}) \mathbf{I} \quad (2.3)$$

mit dem hydrostatischen Druck  $p$ , dem Einheitstensor  $\mathbf{I}$  und der gegebenenfalls temperaturabhängigen Materialkonstante  $\mu$ , die als dynamische Viskosität bezeichnet wird. Für die Fernwirkung  $\mathbf{s}$  gilt  $\mathbf{s} = \rho \mathbf{g}$  mit der gerichteten Gravitationsbeschleunigung  $\mathbf{g}$ .

Setzt man diese Zusammenhänge in die vektorielle Form von (2.1) ein, so erhält

man schließlich

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{u} \mathbf{u}^T) + \operatorname{div} \mathbf{T} = \rho \mathbf{g}. \quad (2.4)$$

Das Gleichungssystem (2.2) und (2.4) besteht also aus vier Differenzialgleichungen und enthält die vier Unbekannten  $\mathbf{u} = (u, v, w)^T$  und  $p$ . Bei der Dichte  $\rho$  und der dynamischen Viskosität  $\mu$  handelt es sich um Materialeigenschaften, die jedoch nicht in allen Fällen als konstant angenommen werden können. Nach dem Einsetzen dieser als bekannt vorausgesetzten Materialgesetze wird das Gleichungssystem somit geschlossen. Aufgrund der Nichtlinearität der Impulsgleichungen ist jedoch die mathematische Theorie zur Existenz und Eindeutigkeit von Lösungen äußerst komplex und beinhaltet noch viele offene Fragen (vgl. Seiler [29]). Wichtig für das weitere Vorgehen in dieser Arbeit ist aber, dass zumindest die Existenz von schwachen Lösungen für zeitabhängige Strömungsphänomene verhältnismäßig leicht zu zeigen ist (vgl. Verweise in [29]).

## 2.2 Energiebilanz

Neben der Beschreibung der Strömungsphysik durch Differenzialgleichungen spielt in der Trocknersimulation die Energiebilanz die zweite Hauptrolle. Dabei sind mehrere unterschiedliche Effekte von Bedeutung: der Transport von Energie in der strömenden Luft, die Wärmeausbreitung im Festkörper, der Wärmeaustausch zwischen zwei sich berührenden Medien und die Wärmeübertragung durch Strahlung. Diese Effekte werden in diesem Abschnitt näher beleuchtet.

### 2.2.1 Konvektiver Wärmetransport

#### Die Energiegleichung

Ähnlich wie für die Masse und den Impuls gilt auch für die Energie eines kontinuierlichen Systems eine Erhaltungsgleichung der Form (2.1). Da sich die Gesamtenergie aus innerer Energie und kinetischer Energie zusammensetzt, besteht die Energiedichte

$$\rho e = (\rho h - p) + \frac{\rho}{2} |\mathbf{u}|^2 \quad (2.5)$$

aus zwei Summanden, wobei  $h$  die Enthalpie bezeichnet (vgl. [1, 10, 25, 30]). Die Energiestromdichte setzt sich aus einem konvektiven Anteil, einem viskosen Anteil und einem Anteil, der die Wärmeleitung beschreibt, zusammen:

$$\mathbf{j} = \rho e \mathbf{u} + \mathbf{T} \mathbf{u} - \lambda \operatorname{grad} T$$

Dabei ist  $\lambda$  die Wärmeleitfähigkeit/Konduktivität des strömenden Mediums und  $T$  die Temperatur. Der viskose Anteil  $\mathbf{T} \mathbf{u}$  ist bei Strömungen mit niedrigen Mach-Zahlen vernachlässigbar und wird hier deshalb nicht weiter verfolgt. Gleiches gilt auch für den kinetischen Anteil an der Energiedichte.

Innere Wärmequellen, wie sie bei chemischen Reaktionen auftreten können, spielen bei den in dieser Arbeit betrachteten Aufheizprozessen keine Rolle. Die Wärmestrahlung liefert einen Fernwirkungsterm  $s = s_R$ . Insgesamt erhält man somit die vereinfachte Energiegleichung

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho e \mathbf{u} - \lambda \operatorname{grad} T) = s_R \quad (2.6)$$

mit den Unbekannten  $e$  und  $T$ . Diese werden über (2.5) und die Zustandsgleichungen für ideale Gase miteinander in Verbindung gebracht (vgl. [1, 8, 25]):

$$dh = c_p dT$$

Die spezifische Wärmekapazität  $c_p$  (bei konstantem Druck) ist dabei eine Materialeigenschaft.

### Kopplung mit den Navier-Stokes-Gleichungen aus Abschnitt 2.1

Die Energiegleichung (2.6) für ein strömendes Medium erfordert die Kenntnis der Strömungsgrößen  $\mathbf{u}$  und  $p$ . Diese sind, wie in Abschnitt 2.1 diskutiert wurde, durch die Kontinuitätsgleichung (2.2) und die Impulsgleichung (2.4) bestimmt.

Umgekehrt können aber (2.2) und (2.4) nur gelöst werden, wenn die Energieverteilung bekannt ist, da im Allgemeinen die Dichte  $\rho$  und die dynamische Viskosität  $\mu$  des Fluids temperaturabhängig sind. Folglich ergeben sich Gradienten und Auftriebskräfte im Strömungsfeld, die einen Einfluss auf das resultierende Bild der Strömung haben. Mathematisch heißt das, dass die Differenzialgleichungen (2.2)–(2.6) wechselseitig voneinander abhängen und somit gekoppelt gelöst werden müssen. Man hat es also insgesamt mit einem System aus fünf Gleichungen mit den fünf Unbekannten  $\mathbf{u}$ ,  $p$  und  $e$  zu tun.

Vernachlässigt man hingegen diese Temperaturabhängigkeiten von  $\rho$  und  $\mu$ , so hängt zwar weiterhin die Energiegleichung (2.6) von der Lösung der Gleichungen (2.2) und (2.4) ab, die wechselseitige Abhängigkeit geht aber verloren. Das bedeutet, dass die Energie zwar von der Strömung transportiert wird, jedoch die Geschwindigkeits- und Druckverteilung nicht beeinflusst. Man bezeichnet in diesem Fall die Energie auch als einen passiven Skalar.

### 2.2.2 Wärmeleitung in Festkörpern

Die Wärmeleitungsgleichung für Festkörper ergibt sich schnell aus der allgemeinen Energiegleichung (2.6), wenn man die thermodynamischen Größen des Festkörpers in die Gleichung einsetzt und dabei berücksichtigt, dass es sich um ein starres Medium handelt und folglich die Geschwindigkeit  $\mathbf{u}$  und die Druckänderung  $dp$  identisch Null sind<sup>3</sup>. Da außerdem für die spezifische Wärmekapazität von Festkörpern  $c_p = c_V = c$

<sup>3</sup>Falls sich der Festkörper im Raum bewegt, gilt diese Aussage im Bezugssystem des Festkörpers. Verformungen werden in dieser Arbeit ausgeschlossen.

gilt, erhält man

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + s_R \quad \text{mit} \quad dh = c dT.$$

Verhält sich die Konduktivität des Materials anisotrop, so ist hierbei der Skalar  $\lambda$  durch den entsprechenden Tensor  $\mathbf{\Lambda}$  zu ersetzen.

### 2.2.3 Wärmeaustausch zwischen Medien

Umfasst das betrachtete System mehrere klar voneinander abgegrenzte Bereiche, die unterschiedliche Medien repräsentieren, so ergibt sich durch die Stetigkeit von Temperatur und Wärmestrom eine Kopplung zwischen den Energiegleichungen für die einzelnen Bereiche. Von besonderem Interesse für diese Arbeit ist dabei die Wärmeübertragung zwischen einem Fluid und einem Festkörper. Da die Geschwindigkeit des Fluids an der Wand  $\mathbf{u} = \mathbf{0} \frac{\text{m}}{\text{s}}$  beträgt, besteht hier die Energiestromdichte ebenso wie im Festkörper nur aus einem diffusen Anteil  $(-\lambda \operatorname{grad} T)_{\text{Fluid}}$ .

Der sich einstellende Temperaturgradient  $(\operatorname{grad} T)_{\text{Fluid}}$  im Fluid hängt jedoch nicht nur von den Materialeigenschaften des strömenden Mediums, sondern vor allem auch von der Strömungsgeschwindigkeit in Wandnähe ab. Je größer diese ist, desto dünner wird die wandnahe Grenzschicht, in der die Fluidtemperatur merklich von der Wandtemperatur beeinflusst wird. In diesem Zusammenhang führt man oft den Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  ein, der durch

$$\alpha(T_W - T_F) = \left( -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right)_{\text{Fluid}} \quad (2.7)$$

definiert ist. Dabei bezeichnen  $T_W$  die Temperatur der Wand,  $T_F$  die Temperatur des Fluids außerhalb der Grenzschicht und  $\frac{\partial}{\partial n}$  die Ableitung senkrecht zur Wandoberfläche. Für typische Testkonfigurationen wie ebene Platten, Zylinder und Rohre existieren analytische Zusammenhänge, mit deren Hilfe sich  $\alpha$  berechnen lässt (vgl. Baehr, Stephan [1]). Im Allgemeinen kann  $\alpha$  jedoch erst rückwirkend aus (2.7) bestimmt werden.

### 2.2.4 Wärmestrahlung

Jeder Körper, jede Flüssigkeit und auch jedes Gas emittiert aufgrund der Bewegung seiner Protonen und Elektronen elektromagnetische Wellen, die sich in einem bestimmten Wellenlängenbereich als Wärme bemerkbar machen. Dieses Phänomen bezeichnet man als Wärmestrahlung. Die Strahlung kann sich im Vakuum ungehindert ausbreiten und stellt dort die einzige Möglichkeit der Wärmeübertragung dar. Durchquert sie jedoch ein Medium, so wird ein Teil von ihr durch Streuung abgelenkt, ein Teil ihrer Energie wird absorbiert und nur der Rest breitet sich weiter geradlinig aus. Andererseits emittiert das durchquerte Medium selbst Strahlung

und liefert somit einen additiven Beitrag zur resultierenden Gesamtstrahlung. Dieser Prozess wird durch die allgemeine Strahlungstransportgleichung in einem Medium beschrieben (vgl. [7, 10] und Abbildung 2.2)

$$\frac{dI(\mathbf{x}, \mathbf{s})}{ds} + (\alpha + \sigma_s)I(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \alpha n^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{S^2} I(\mathbf{x}, \mathbf{s}') \Phi(\mathbf{s} \cdot \mathbf{s}') d\Omega' \quad (2.8)$$

mit der orts- und richtungsabhängigen Intensität  $I$ , der infinitesimalen Weglänge  $ds$ , dem Absorptionskoeffizienten  $\alpha$ , dem Streukoeffizienten  $\sigma_s$ , dem Brechungsindex  $n$ ,<sup>4</sup> der Stefan-Boltzmann-Konstanten  $\sigma$  und der Phasenfunktion  $\Phi$ , die die Wahrscheinlichkeit beschreibt, mit der ein aus der Richtung  $\mathbf{s}'$  eintreffender Strahl in die Richtung  $\mathbf{s}$  gestreut wird. Im Fall von Luft sind jedoch  $\alpha$  und  $\sigma_s$  so klein, dass sich auf einer Streckenlänge von wenigen Metern praktisch keine Änderung der Strahlungsintensität ergibt.

Trifft die Strahlung auf eine undurchlässige (opake) Wand, so wird ein Teil der eintreffenden Bestrahlung  $q_{\text{in}} = \int_{\mathbf{s} \cdot \mathbf{n} < 0} I \mathbf{s} \cdot \mathbf{n} d\Omega$  absorbiert und der Rest wird reflektiert. Dabei unterscheidet man nach gerichteter und diffuser Reflexion. Zusätzlich emittiert die Wand selbst Strahlung (vgl. Abbildung 2.3). Bezeichnet man die Emissivität der Wand mit  $\varepsilon_W$ , ihre Temperatur mit  $T_W$  und den diffus reflektierten Bruchteil mit  $f_d$ , so gelten folgende Zusammenhänge (vgl. [10])

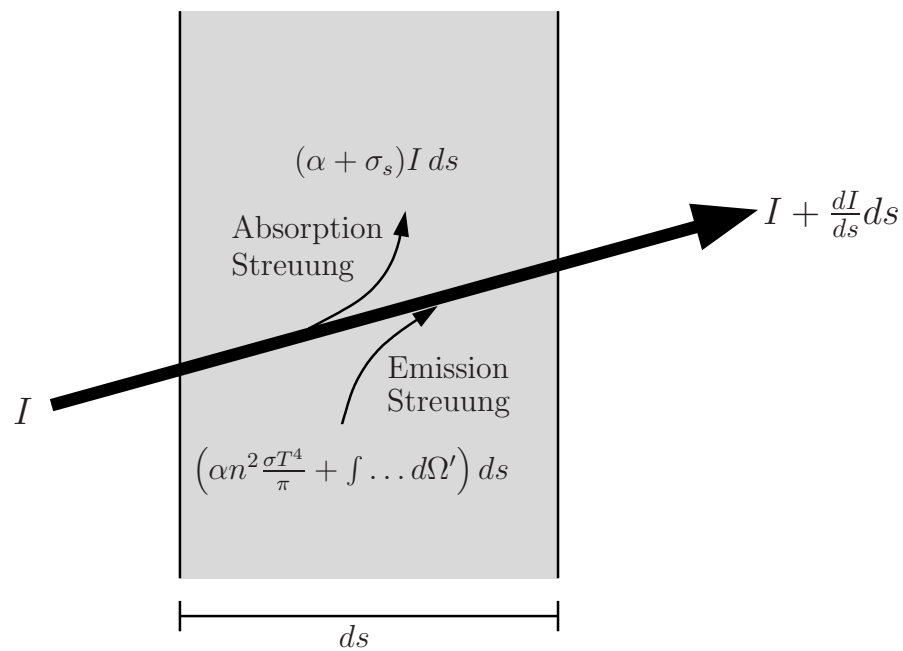
$$\begin{aligned} q_{\text{Emission}} &= n^2 \varepsilon_W \sigma T_W^4 & q_{\text{Absorption}} &= f_d \varepsilon_W q_{\text{in}} \\ q_{\text{diff. Reflexion}} &= f_d (1 - \varepsilon_W) q_{\text{in}} & q_{\text{ger. Reflexion}} &= (1 - f_d) q_{\text{in}} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Auch für semi-transparente Wände, die einen Teil der eintreffenden Strahlung reflektieren, einen Teil absorbieren und den Rest transmittieren, gibt es entsprechende Gesetze. Dieser Punkt muss hier aber nicht weiter verfolgt werden, da ihm bei der Trocknersimulation keine Bedeutung zukommt.

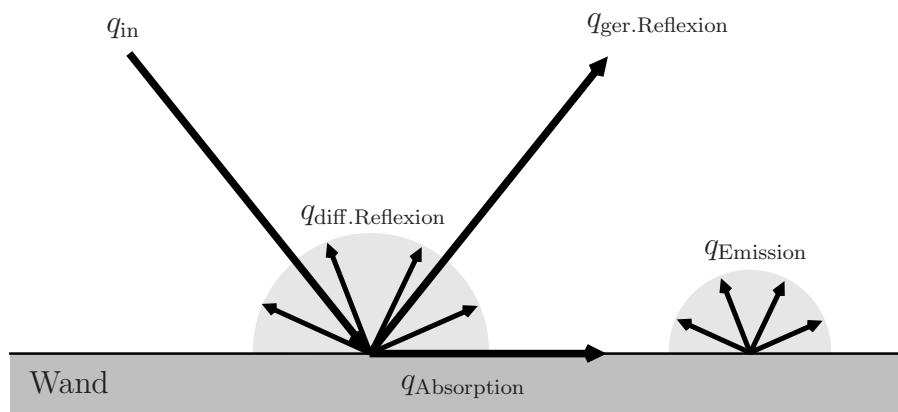
## 2.3 Turbulenzmodellierung

Wie schon in der Einleitung zu diesem Kapitel angedeutet wurde, handelt es sich bei den Navier-Stokes-Gleichungen (2.2)–(2.6) um eine exakte Beschreibung, die sowohl für laminare als auch für turbulente Strömungen newtonscher Fluide gültig ist. Die Schwierigkeit bei turbulenten Strömungen ist aber, dass diese so kleine und schnelle Fluktuationen enthalten, dass eine numerische Berechnung zwar in der Theorie möglich ist, aber selbst bei einfachen Geometrien schnell die Grenzen aller verfügbaren Rechenkapazitäten überschreitet. Andererseits ist der Anwender normalerweise

<sup>4</sup>Im Allgemeinen sind  $\alpha$ ,  $\sigma_s$  und  $n$  wellenlängenabhängig, hier wird jedoch von einem sogenannten „grauen“ Medium ausgegangen.



**Abbildung 2.2:** Strahlungstransport durch ein Medium



**Abbildung 2.3:** Strahlungsvorgänge an einer opaken Wand



auch gar nicht an den winzigen Fluktuationen, sondern an dem makroskopischen Erscheinungsbild der Strömung interessiert.

Dieser Tatsache wird durch die Modellierung der Turbulenz Rechnung getragen. In der industriellen Praxis haben sich hier die RANS-Modellierung<sup>5</sup>, insbesondere die Zweigleichungsmodelle, bewährt, da sie einen guten Kompromiss zwischen Aufwand und Genauigkeit darstellen. Sie stehen deshalb auch im Rahmen dieser Arbeit im Vordergrund. Die Darstellung folgt dabei den Erläuterungen in [7, 9, 10, 17, 18, 25].

### 2.3.1 Grundzüge der RANS-Modellierung

Die grundlegende Idee der RANS-Modellierung ist die Zerlegung der tatsächlichen Strömungsgeschwindigkeit  $\mathbf{u}$  in einen statistischen Mittelwert  $\bar{\mathbf{u}}$  und eine turbulente Schwankung  $\mathbf{u}'$ . Gleiches gilt für die anderen Strömungsgrößen. Die Materialeigenschaften  $\rho$  und  $\mu$  werden hingegen zunächst als konstant angenommen. Der Ansatz für die Reynolds-Mittelung lautet also

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \quad p = \bar{p} + p', \quad (2.10)$$

wobei sich die statistischen Mittelwerte

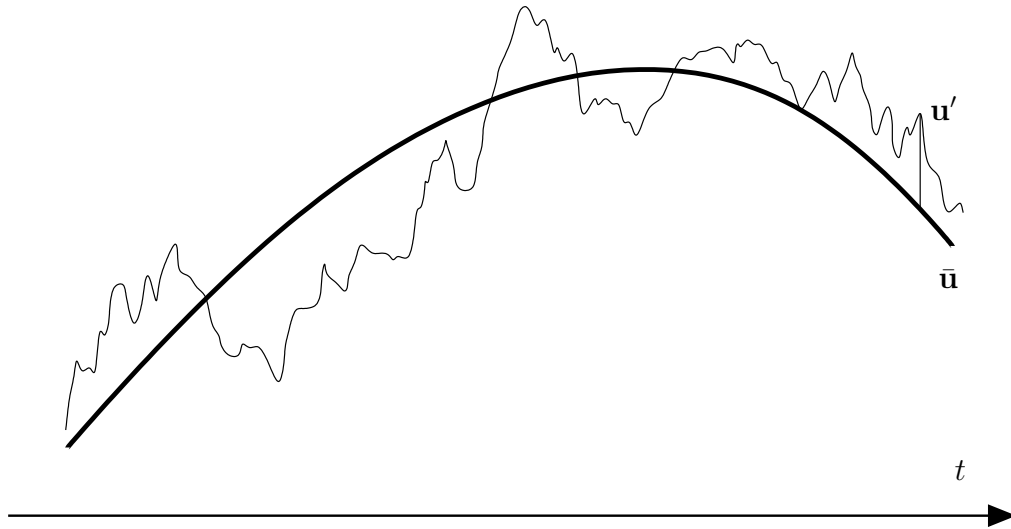
$$\bar{\mathbf{u}} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \mathbf{u}^{(n)} \quad \bar{p} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N p^{(n)}$$

aus  $N$  imaginären Experimenten ergeben. Analog zum Druck  $p$  werden auch die Energie  $e$  bzw. die Temperatur  $T$  zerlegt. Der statistische Mittelwert ist folglich im Allgemeinen immer noch eine zeitabhängige Größe, wie auch Abbildung 2.4 skizziert.

Diese Zerlegung wird in die Navier-Stokes-Gleichungen (2.2)–(2.6) eingesetzt. Anschließend wird auf die gesamten Differenzialgleichungen die zeitliche Mittelung angewandt. Unter Berücksichtigung der Tatsachen, dass erstens die erneute Mittelung die bereits gemittelten Größen nicht ändert und zweitens die Mittelwerte der Schwankungsgrößen Null sind, erhält man die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \bar{\mathbf{u}}) &= 0 \\ \frac{\partial(\rho \bar{\mathbf{u}})}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}}^T) + \operatorname{div}(\overline{\rho \mathbf{u}' \mathbf{u}'^T}) + \operatorname{div} \bar{\mathbf{T}} &= \rho \mathbf{g} \\ \frac{\partial(\rho \bar{e})}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \bar{e} \bar{\mathbf{u}} - \lambda \operatorname{grad} \bar{T}) + \operatorname{div}(\overline{\rho e' \mathbf{u}'}) &= \bar{s}_R \end{aligned} \quad (2.11)$$

<sup>5</sup>RANS = Reynolds-Averaged Navier-Stokes



**Abbildung 2.4:** Statistischer Mittelwert  $\bar{u}$  und Schwankung  $u'$

Das Differenzialgleichungssystem (2.11) besteht also analog zu den originalen Navier-Stokes-Gleichungen (2.2)–(2.6) aus fünf Gleichungen und enthält die fünf Unbekannten  $\bar{\mathbf{u}} = (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})^T$ ,  $\bar{p}$  und  $\bar{e}$ . Verglichen mit den Navier-Stokes-Gleichungen tritt aber mit der Divergenz von  $\rho \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'^T}$  ein zusätzlicher unbekannter Summand in der Impulsgleichung auf, der von den turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten abhängt. Dieser drückt den Einfluss der Turbulenz auf das gemittelte Strömungsfeld aus, was insbesondere bedeutet, dass man auch bei makroskopischen Betrachtungen den turbulenten Charakter einer Strömung nicht einfach vernachlässigen darf. Auch die Energiegleichung enthält einen zusätzlichen Term, nämlich die Divergenz von  $\rho \overline{e'\mathbf{u}'}$ .

Da sowohl der als Reynolds-Spannungstensor bezeichnete Term  $\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'^T}$  als auch der turbulente Wärmestrom  $\rho \overline{e'\mathbf{u}'}$  von den turbulenten Schwankungen abhängen, sollen sie keinesfalls direkt berechnet werden, denn das würde ja bedeuten, dass der Reynolds-Mittelungsprozess nutzlos war. Stattdessen werden diese Ausdrücke geeignet modelliert, wobei man zwischen mehreren, grundsätzlich verschiedenen Vorgehensweisen unterscheiden muss. Hier sollen zwei der gebräuchlichsten Methoden vorgestellt werden, nämlich die Zweigleichungsmodelle und die Reynolds-Spannungsmodelle.

**Bemerkung** Die RANS-Gleichungen (2.11) setzen  $\rho$  und  $\mu$  als konstant voraus und gelten somit nur für Strömungen, die als inkompressibel angenommen werden können. Ist dies nicht der Fall, so müssen auch  $\rho$  und  $\mu$  gemäß (2.10) in einen Mittelwert und eine Schwankung zerlegt werden. Das führt dazu, dass neben  $\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'^T}$  und  $\overline{e'\mathbf{u}'}$  eine Reihe von weiteren Produkten aus Schwankungsgrößen in den gemittelten

Navier-Stokes-Gleichungen auftreten, die geeignet zu modellieren sind. Ein alternativer Ansatz ist die Favre-Mittelung, die die Geschwindigkeiten und die Energie gemäß

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \tilde{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'' & \text{mit } \tilde{\mathbf{u}} &= \frac{\overline{\rho \mathbf{u}}}{\bar{\rho}} \\ e &= \tilde{e} + e'' & \text{mit } \tilde{e} &= \frac{\overline{\rho e}}{\bar{\rho}} \end{aligned}$$

in einen massengewichteten Mittelwert und die dazugehörige Schwankung zerlegt. Das hat den Vorteil, dass die gemittelten Gleichungen fast dieselbe Form wie (2.11) haben und durch die gleichen Modellannahmen geschlossen werden können (vgl. [8, 25]).

Um die Notation zu vereinfachen, wird in den folgenden Abschnitten für die gemittelten Geschwindigkeiten  $\mathbf{u}$  anstatt  $\tilde{\mathbf{u}}$  geschrieben.

### 2.3.2 Zweigleichungsmodelle

Allen hier vorgestellten Zweigleichungsmodellen ist gemein, dass sie letztendlich den Reynolds-Spannungstensor aus (2.11) durch zwei zusätzliche Differenzialgleichungen beschreiben, denen die Boussinesq-Hypothese

$$-\overline{\rho \mathbf{u}' \mathbf{u}'^T} = \mu_t [(\text{grad } \mathbf{u}) + (\text{grad } \mathbf{u})^T] - \frac{2}{3} (\rho k + \mu_t \text{div } \mathbf{u}) \mathbf{I} \quad (2.12)$$

mit der turbulenten kinetischen Energie

$$k = \frac{1}{2} \overline{\mathbf{u}' \cdot \mathbf{u}'}$$

zugrundeliegt. Dadurch können die sechs Unbekannten des symmetrischen Tensors  $\overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'^T}$  auf zwei Unbekannte, nämlich  $k$  und die turbulente Viskosität  $\mu_t$ , reduziert werden. Der turbulente Wärmestrom wird durch

$$\overline{\rho e' \mathbf{u}'} = -\lambda_t \text{grad } T \quad \text{mit } \lambda_t = c_p \frac{\mu_t}{Pr_t}$$

modelliert und hängt somit nur von  $\mu_t$  und der turbulenten Prandtl-Zahl  $Pr_t = 0,9$  ab.

Nun muss man zwischen den  $k$ - $\varepsilon$ -Modellen und den  $k$ - $\omega$ -Modellen unterscheiden. Erstere stellen zunächst einen Zusammenhang zwischen  $k$ ,  $\mu_t$  und der turbulenten Dissipation  $\varepsilon$  her. Anschließend wird hiermit je eine Transportgleichung für  $k$  und  $\varepsilon$  abgeleitet. Die  $k$ - $\omega$ -Modelle ersetzen die Gleichung für  $\varepsilon$  durch eine für die Dissipationsrate  $\omega$ .

Der wichtigste Vorteil der Zweigleichungsmodelle gegenüber anderen Ansätzen zur Turbulenzmodellierung ist ihre große Zuverlässigkeit bei der Beschreibung praxisrelevanter Strömungen mit vergleichsweise geringem Rechenaufwand. Trotzdem darf nicht vergessen werden, dass mit (2.12) eine Isotropieannahme gemacht wurde, die nicht immer gerechtfertigt ist. Dazu kommt, dass jede Modellvariante eine Reihe von Termen und Koeffizienten beinhaltet, die rein empirisch anhand einiger typischer Testkonfigurationen bestimmt wurden. Insgesamt führt das dazu, dass jedes Modell bei einer Klasse von Problemen besonders gute Ergebnisse liefert, während aber gleichzeitig andere Problemstellungen existieren, für die dieses Modell absolut ungeeignet ist.

### **$k$ - $\varepsilon$ -Modelle**

**Das Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell** Das Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell von Launder und Spalding (vgl. [7, 9, 10, 17, 25]) ist das älteste Modell der  $k$ - $\varepsilon$ -Familie und diente somit als Grundlage für die Entwicklung der vielfältigen Modellvarianten. Gleichzeitig ist es dasjenige Modell, das nach wie vor sowohl in der theoretischen Grundlagenforschung als auch in der industriellen Praxis am häufigsten zum Einsatz kommt. Deshalb soll es auch hier als Erstes betrachtet werden.

Es basiert auf der Idee (vgl. z. B. [9, 17]), dass sich Turbulenz durch zwei charakteristische Größen, nämlich die turbulente kinetische Energie  $k$  und ein ortsabhängiges Längenmaß  $L$ , beschreiben lässt. Aus Dimensions- und Energiebetrachtungen für voll-turbulente Strömungen ergeben sich die Zusammenhänge

$$\mu_t \sim \rho \sqrt{2k}L \quad \text{und} \quad \varepsilon = \frac{k^{3/2}}{L}.$$

Nach Einführung der Proportionalitätskonstanten  $C_\mu$  erhält man also insgesamt mit

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{2.13}$$

einen Ausdruck, der nur noch von  $k$  und  $\varepsilon$  abhängt. Mit verschiedenen weiteren Modellannahmen ergeben sich die Transportgleichungen für  $k$  und  $\varepsilon$  (vgl. [10]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \text{div}(\rho k \mathbf{u}) &= \text{div} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \text{grad } k \right] + P_k + P_b - \rho \varepsilon \\ \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \text{div}(\rho \varepsilon \mathbf{u}) &= \text{div} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \text{grad } \varepsilon \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} (P_k + C_{\varepsilon 3} P_b) - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \end{aligned}$$

Ein wesentlicher Unterschied bei der Herleitung der beiden Gleichungen besteht darin, dass sich die Gleichung für  $k$  aus einer exakt geltenden Differenzialgleichung durch Modellierung einzelner Summanden ableitet, während die Gleichung für  $\varepsilon$  selbst ein Modell darstellt.

Bei  $P_k$  handelt es sich um einen Quellterm, der die Erzeugung von turbulenter kinetischer Energie aufgrund von gemittelten Geschwindigkeitsgradienten beschreibt. Er lässt sich durch

$$P_k = \text{spur} \left[ \left( -\rho \overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'^T} \right) \text{grad } \mathbf{u} \right]$$

ausdrücken, wobei der erste Faktor gemäß der Boussinesq-Approximation (2.12) modelliert wird.  $P_b$  steht für die Produktion von turbulenter kinetischer Energie aufgrund von Auftriebskräften. Für ideale Gase gilt

$$P_b = -\frac{\mu_t}{\rho Pr_t} (\mathbf{g} \cdot \text{grad } \rho).$$

Die Modellkonstanten

$$C_{\varepsilon 1} = 1,44 \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92 \quad C_\mu = 0,09 \quad \sigma_k = 1,0 \quad \sigma_\varepsilon = 1,3$$

wurden empirisch anhand von typischen Testkonfigurationen bestimmt. Für  $C_{\varepsilon 3}$  existieren unterschiedliche Ansätze (vgl. [7, 10]).

Das vorgestellte Modell gilt in dieser Form nur für voll-turbulente Strömungen. Wird eine solche Strömung jedoch von einer feststehenden Wand begrenzt, so existiert in unmittelbarer Umgebung der Wand eine Grenzschicht, für die diese Bedingung nicht erfüllt ist. Man muss dann entweder generell oder zumindest für diesen Bereich eine andere Turbulenzmodellierung wählen oder ihn geeignet durch Wandfunktionen überbrücken. Da diese Problematik grundsätzlich in einem engen Zusammenhang mit der für die Simulation verwendeten Diskretisierung steht, wird dieser Aspekt erst in Abschnitt 4.2.1 genauer erläutert werden.

**Andere  $k$ - $\varepsilon$ -Modelle** Abgesehen von den Modifikationen des Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modells in Wandnähe gibt es in der Fachliteratur, aber auch in kommerziellen Programmpaketen zur Strömungssimulation [7, 10], eine beinahe unüberschaubare Vielfalt an weiteren  $k$ - $\varepsilon$ -Modellvarianten.

Man unterscheidet dabei z. B. nach Modellen, die den Zusammenhang (2.13) für die turbulente Viskosität  $\mu_t$  und einzelne Terme der  $\varepsilon$ -Gleichung dämpfen oder verändern, um eine bessere Modellierung viskoser Strömungsbereiche zu erreichen (Low-Reynolds- $k$ - $\varepsilon$ -Modelle), Modellen, die anstelle der Boussinesq-Hypothese (2.12) eine Approximation höherer Ordnung für die Reynolds-Spannungen ansetzen und somit die Wiedergabe von anisotropen Effekten verbessern ( $k$ - $\varepsilon$ -Modelle höherer Ordnung) und vielen anderen  $k$ - $\varepsilon$ -Modellen, die sich aus einer anderen Herleitung und anderen Modellannahmen ergeben (z. B. RNG- $k$ - $\varepsilon$ -Modell, realizable- $k$ - $\varepsilon$ -Modell, Chen's  $k$ - $\varepsilon$ -Modell). Einen Spezialfall bildet das V2F-Modell, da es neben den  $k$ - und  $\varepsilon$ -Gleichungen noch zwei weitere Differenzialgleichungen zur Beschreibung der Turbulenz benötigt und somit zwar ein  $k$ - $\varepsilon$ -Modell, jedoch kein Zweigleichungsmodell ist.

Allen diesen Modellen ist gemein, dass sie versuchen, die mit dem Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell verbundenen Defizite zu minimieren, ohne den Rechenaufwand beträchtlich zu erhöhen.

### **$k$ - $\omega$ -Modelle**

**Das Standard- $k$ - $\omega$ -Modell** Das Standard- $k$ - $\omega$ -Modell von Wilcox (vgl. [7, 9, 10, 17, 25]) kann analog zum Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell aus Dimensionsanalysen für die turbulente Viskosität  $\mu_t$ , die charakteristische Länge  $L$  und die Dissipationsrate  $\omega$  abgeleitet werden. Anschließend werden modellbildende Transportgleichungen für  $k$  und  $\omega$  aufgestellt:

$$\begin{aligned}\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho k \mathbf{u}) &= \operatorname{div} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k^*} \right) \operatorname{grad} k \right] + P_k - \rho \beta^* k \omega \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \omega \mathbf{u}) &= \operatorname{div} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega^*} \right) \operatorname{grad} \omega \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \rho \beta \omega^2\end{aligned}$$

Dabei wird

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega}$$

gesetzt und

$$\alpha = \frac{5}{9} \quad \beta = 0,075 \quad \beta^* = 0,09 \quad \sigma_k^* = \sigma_\omega^* = 2 \quad \varepsilon = \beta^* \omega k.$$

Obwohl die Auswirkungen von Auftriebskräften im ursprünglichen Modell nicht berücksichtigt werden, können sie analog zum  $k$ - $\varepsilon$ -Modell durch einen zusätzlichen Summanden modelliert werden.

Das Standard- $k$ - $\omega$ -Modell liefert in vielen Fällen bessere Ergebnisse als das Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell. Das ist insbesondere der Fall, wenn Modifikationen vorgenommen werden (vgl. [7, 10]), die die Modellierung in Wandnähe anpassen. Allerdings hängt die Ergebnisqualität sehr sensibel von den  $\omega$ -Werten im Strömungsinnen ab, so dass die Turbulenz-Bedingungen am Einlass sehr genau bekannt sein müssen. Da dies in der Praxis meistens nicht der Fall ist, wird das Modell trotz seiner positiven Eigenschaften eher selten verwendet.

**Das  $k$ - $\omega$ -SST-Modell** Das  $k$ - $\omega$ -SST-Modell von Menter (vgl. [17, 25, 35]) zielt darauf ab, die Vorteile, die das Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell im Strömungsinnen bietet, mit denen vom Standard- $k$ - $\omega$ -Modell in den Randbereichen zu kombinieren. Dazu wird in einem ersten Schritt das Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell zu einem  $k$ - $\omega$ -Modell umformuliert. Dann wird diese neue Formulierung mit dem Standard- $k$ - $\omega$ -Modell überblendet, d. h. es wird eine Überblendungsfunktion definiert, die dafür sorgt, dass im Strömungsinnen das umgeformte  $k$ - $\varepsilon$ -Modell zum Einsatz kommt und in den Randbereichen das  $k$ - $\omega$ -Modell.

Außerdem wurden die Modellierung einiger Terme verbessert, die  $\omega$ -Gleichung um einen zusätzlichen Summanden erweitert und die Modellkonstanten angepasst, so dass man insgesamt erhält:

$$\begin{aligned}\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho k \mathbf{u}) &= \operatorname{div} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \operatorname{grad} k \right] + \tilde{P}_k - \rho \beta^* k \omega \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \omega \mathbf{u}) &= \operatorname{div} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \operatorname{grad} \omega \right] + \frac{\alpha \rho}{\mu_t} P_k - \rho \beta \omega^2 \\ &\quad + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega,2}}{\omega} (\operatorname{grad} k)^T \operatorname{grad} \omega\end{aligned}$$

Dabei wird diesmal die turbulente Viskosität gemäß

$$\mu_t = \frac{a_1 \rho k}{\max(a_1 \omega, S F_2)} \quad \text{mit} \quad a_1 = 0,31$$

modelliert und

$$\tilde{P}_k = \min(P_k, 10 \rho \beta^* k \omega).$$

$S$  steht dabei meist für

$$S = \sqrt{\sum_{i,j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2},$$

obwohl im ursprünglichen Modell von Menter ein Minus an Stelle des Pluszeichens zu finden war. Die Überblendungsfunktionen  $F_1$  und  $F_2$  sind durch

$$\begin{aligned}F_1 &= \tanh(\Phi_1^4) \\ \Phi_1 &= \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{0,09 \omega y}, \frac{500 \mu}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4 \rho k}{\sigma_{\omega,2} D_\omega^+ y^2} \right] \\ D_\omega^+ &= \max \left[ 2 \frac{\rho}{\sigma_{\omega,2} \omega} \operatorname{grad} k \cdot \operatorname{grad} \omega, 10^{-10} \right] \\ \text{und} \quad F_2 &= \tanh(\Phi_2^2) \\ \Phi_2 &= \max \left[ 2 \frac{\sqrt{k}}{0,09 \omega y}, \frac{500 \mu}{\rho y^2 \omega} \right]\end{aligned}$$

mit dem Wandabstand  $y$  definiert. Die Modellkoeffizienten sind nun keine globalen Konstanten mehr, sondern ergeben sich aus der verallgemeinerten Form

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2,$$

wobei  $\phi$  jeweils die Koeffizienten  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\sigma_k$  und  $\sigma_\omega$  durchläuft. Dabei gilt:

$$\begin{array}{llll} \alpha_1 = 0,5532 & \beta_1 = 0,075 & \sigma_{k,1} = 2,0 & \sigma_{\omega,1} = 2,0 \\ \alpha_2 = 0,4403 & \beta_2 = 0,0828 & \sigma_{k,2} = 1,0 & \sigma_{\omega,2} = 1,168 \end{array}$$

In Abhängigkeit von der gewählten Gitterauflösung in Wandnähe sind auch hier leichte Modifikationen des Modells nötig.

### 2.3.3 Reynolds-Spannungsmodelle (RSM)

Im Gegensatz zu den Zweigleichungsmodellen verzichten die Reynolds-Spannungsmodelle auf die Boussinesq-Annahme (2.12) und eignen sich deshalb besonders für die Modellierung komplexer Strömungen mit Anisotropien. Die höhere Genauigkeit erfordert jedoch auch einen erhöhten Rechenaufwand, da jetzt sieben zusätzliche Differenzialgleichungen gelöst werden müssen.

Die grundlegende Idee der Reynolds-Spannungsmodelle ist es, für jede Komponente des Reynolds-Spannungstensors  $\overline{u'_i u'_j}$  eine Transportgleichung aufzustellen. Dazu kommt analog zu den  $k$ - $\varepsilon$ -Modellen eine modellierte Transportgleichung für die Dissipation  $\varepsilon$ . Das Gleichungssystem wird anschließend geschlossen, indem die unbekannten Terme durch Ausdrücke mit bekannten Größen modelliert werden.

Die exakten Transportgleichungen für  $\overline{u'_i u'_j}$  ( $i, j \in \{1, 2, 3\}$ ) ergeben sich aus den Impulsgleichungen (2.4) durch Multiplikation mit  $u'_j$  und anschließende Reynolds-Mittelung (vgl. [10]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho u'_i u'_j}}{\partial t} + \underbrace{\text{div}(\overline{\rho u'_i u'_j \mathbf{u}})}_{C_{ij}} &= \underbrace{\text{div}(\mu \text{grad} \overline{u'_i u'_j})}_{D_{L,ij}} - \underbrace{\left[ \text{div}(\overline{\rho u'_i u'_j \mathbf{u}'}) + \frac{\partial \overline{\rho u'_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{\rho u'_j}}{\partial x_i} \right]}_{D_{T,ij}} \\ &\quad - \underbrace{\rho (\overline{u'_i \mathbf{u}'} \cdot \text{grad} u_j + \overline{u'_j \mathbf{u}'} \cdot \text{grad} u_i)}_{P_{ij}} - \underbrace{(g_i \overline{\rho u'_j} + g_j \overline{\rho u'_i})}_{G_{ij}} \\ &\quad + p \underbrace{\left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}_{\phi_{ij}} - \underbrace{2\mu \text{grad} u'_i \cdot \text{grad} u'_j}_{\varepsilon_{ij}} \end{aligned}$$

Die Terme  $C_{ij}$ ,  $D_{L,ij}$  und  $P_{ij}$  enthalten nur bekannte Größen sowie die gesuchten Reynoldsspannungen  $\overline{u'_i u'_j}$ . Hingegen sind  $D_{T,ij}$ ,  $G_{ij}$ ,  $\phi_{ij}$  und  $\varepsilon_{ij}$  zu modellieren.

#### Modellierung des turbulenten diffusiven Transports $D_{T,ij}$

Aus numerischen Gründen hat sich die Modellierung von Lien und Leschziner bewährt (vgl. [7, 10]):

$$D_{T,ij} = \text{div} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \text{grad} \overline{u'_i u'_j} \right)$$



Dabei ist  $\mu_t = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon$  wie im Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell zu wählen mit  $C_\mu = 0,09$  und  $\sigma_k = 0,82$ .

### Modellierung der Auswirkungen von Auftriebskräften $G_{ij}$

Für ideale Gase wird

$$G_{ij} = -\frac{\mu_t}{\rho Pr_t} \left( g_i \frac{\partial \rho}{\partial x_j} + g_j \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right)$$

gesetzt (vgl. [10]).

### Modellierung des Dissipationstensors $\varepsilon_{ij}$

Die Dissipation wird auch im Reynolds-Spannungsmodell als isotrop vorausgesetzt (vgl. [7, 10]), d. h.

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \varepsilon.$$

Dabei ergibt sich  $\varepsilon$  wie im Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell aus der Transportgleichung

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \varepsilon \mathbf{u}) = \operatorname{div} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \operatorname{grad} \varepsilon \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} (P + C_{\varepsilon 3} G) - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$$

mit den Produktionstermen

$$P = \frac{1}{2} \sum_i P_{ii} \quad \text{und} \quad G = \frac{1}{2} \sum_i G_{ii}$$

und den Konstanten

$$C_{\varepsilon 1} = 1,44 \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92 \quad \sigma_\varepsilon = 1,0.$$

$C_{\varepsilon 3}$  wird wie im Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell modelliert.

### Modellierung der Druckspannungen $\phi_{ij}$

Die Modellierung der Druckspannungen  $\phi_{ij}$  stellt die größte Herausforderung im Reynolds-Spannungsmodell dar. Es ist deshalb nicht verwunderlich, dass hierfür verschiedene Ansätze und Subvarianten existieren. Das Modell von Gibson und Launder wird jedoch häufig als das Standardmodell betrachtet (vgl. [7, 10]). Dabei wird  $\phi_{ij}$  gemäß

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w}$$

in drei Anteile zerlegt. Man bezeichnet  $\phi_{ij,1}$  als langsamen Druckspannungsterm,  $\phi_{ij,2}$  als schnellen Druckspannungsterm und  $\phi_{ij,w}$  als Wandreflexionsterm. Mit dem

Wandabstand  $y$  und dem zur Wand normalen Einheitsvektor  $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)^T$  wird

$$\begin{aligned}\phi_{ij,1} &= -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left( \overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \\ \phi_{ij,2} &= -C_2 \left( (P_{ij} + G_{ij} - C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P + G - C) \right) \\ \phi_{ij,w} &= C'_1 \frac{\varepsilon}{k} \sum_{\ell} \left( \sum_m \overline{u'_\ell u'_m} n_\ell n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u'_i u'_\ell} n_j n_\ell - \frac{3}{2} \overline{u'_j u'_\ell} n_i n_\ell \right) \frac{k^{3/2}}{2,5 \varepsilon y} \\ &\quad + C'_2 \sum_{\ell} \left( \sum_m \phi_{\ell m,2} n_\ell n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{i\ell,2} n_j n_\ell - \frac{3}{2} \phi_{j\ell,2} n_i n_\ell \right) \frac{k^{3/2}}{2,5 \varepsilon y}\end{aligned}$$

gesetzt. Dabei gilt

$$C = \frac{1}{2} \sum_i C_{ii} \quad \text{und} \quad C_1 = 1,8 \quad C_2 = 0,6 \quad C'_1 = 0,5 \quad C'_2 = 0,3.$$

### 2.3.4 Andere Ansätze zur Turbulenzmodellierung

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit finden nur die bisher vorgestellten Zweigleichungs- und Reynolds-Spannungs-Turbulenzmodelle sowie ihre vielfältigen Varianten Anwendung. Deshalb wird hier auf andere Ansätze zur Turbulenzmodellierung nur der Vollständigkeit halber kurz eingegangen.

#### Null- und Eingleichungsmodelle

Die meisten Null- und Eingleichungsmodelle beruhen ebenso wie viele Zweigleichungsmodelle auf den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (2.11) und der Boussinesq-Hypothese (2.12). Während bei Nullgleichungsmodellen alle fraglichen turbulenten Größen fest vorgegeben werden müssen, wird bei den Eingleichungsmodellen eine zusätzliche Differenzialgleichung für eine charakteristische Größe aufgestellt. Im Fall des Spalart-Allmaras-Modells (vgl. [7, 10]) handelt es sich hierbei um eine Gleichung für die modifizierte turbulente kinematische Viskosität  $\tilde{\nu}_t$ , im Fall des  $k$ - $l$ -Modells (vgl. [7]) wird eine Beziehung für die turbulente kinetische Energie  $k$  aufgestellt, während dort die charakteristische Länge  $l$  fest vorgegeben werden muss.

Die Null- und Eingleichungsmodelle werden oft als nicht vollständig angesehen, weil sie nicht der Vorstellung von zwei unabhängigen charakteristischen Turbulenzgrößen genügen. Tatsächlich können beispielsweise mit diesen Modellen keine abrupten Änderungen im charakteristischen Längenmaß erfasst werden, wie sie bei plötzlichen Strömungsabrissen auftreten. Trotzdem können in manchen zum Modell passenden Anwendungen gute Ergebnisse erzielt werden.

### Large-Eddy-Simulationen (LES)

Bei den Large-Eddy-Simulationen handelt es sich um einen völlig anderen Ansatz zur Beschreibung turbulenter Strömungen, da sie im Gegensatz zu allen bisher vorgestellten Methoden nicht auf der Reynolds-Mittelung beruhen. Stattdessen werden die großen turbulenten Wirbel direkt berechnet und nur die kleinen Wirbel werden modelliert. Die zugrundeliegenden Ideen sind dabei, dass die großen Wirbel stark von der Geometrie und den Randbedingungen der betrachteten Strömung abhängen und hauptverantwortlich für Transportvorgänge sind. Hingegen zeichnen sich die kleinen Wirbel durch Universalität und Isotropie aus und lassen sich somit leichter durch ein einfaches, global gültiges Modell beschreiben.

Die Unterscheidung nach großen und kleinen Wirbeln geschieht durch einen Filterungsprozess. Dabei ist die Filterung einer Strömungsvariablen  $\phi(\mathbf{x}, t)$  durch

$$\bar{\phi}(\mathbf{x}, t) = \int_D \phi(\mathbf{x}', t) G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') d\mathbf{x}'$$

mit der Filterfunktion  $G(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$  und dem Strömungsgebiet  $D$  definiert (vgl. Ferziger, Perić [9]). Im Fall von netzbasierten Simulationsverfahren liefern die einzelnen Volumenzellen  $V$  einen natürlichen Filter:

$$\bar{\phi}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\text{vol}(V)} \int_V \phi(\mathbf{x}', t) d\mathbf{x}', \quad \mathbf{x} \in V$$

Wendet man diese Filterung auf die Navier-Stokes-Gleichungen (2.2) und (2.4) an, so erhält man ein Differenzialgleichungssystem für  $\bar{\mathbf{u}}$  und  $\bar{p}$ , in dem lediglich die Feinstruktur-Spannungen

$$\overline{\rho \mathbf{u} \mathbf{u}^T} - \rho \bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}}^T$$

unbekannt sind. Diese werden unter Verwendung der Boussinesq-Hypothese (2.12), die diesmal aufgrund der Isotropie der kleinen Wirbel eine sehr gute Näherung darstellt, weiter modelliert, bis das Differenzialgleichungssystem geschlossen werden kann (vgl. [7, 10]).

Insgesamt kann man sagen, dass Large-Eddy-Simulationen zwar wesentlich genauer als alle auf Reynolds-Mittelung basierenden Turbulenzmodelle sind, jedoch ist auch der Rechenaufwand um Größenordnungen größer, da sie eine viel feinere Orts- und Zeitdiskretisierung erfordern. Die Berechnung muss sich über eine für statistische Analysen hinreichend große Zeitspanne mit hoher Genauigkeit erstrecken. Für die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Anwendungsfälle sind sie daher auf absehbare Zeit nicht geeignet.



## 3 Numerische Verfahren

Nachdem nun alle für die Trocknersimulation relevanten physikalischen Effekte durch partielle Differenzialgleichungen beschrieben werden konnten, geht es nun darum, diese Gleichungen möglichst effizient numerisch zu lösen. Da mit numerischen Verfahren<sup>1</sup> stets nur eine endliche Anzahl von Werten berechnet werden können, muss das Berechnungsgebiet zunächst diskretisiert werden und alle Differenzialoperatoren in den Gleichungen müssen durch ihnen entsprechende Differenzenoperatoren ersetzt werden. Dadurch erhält man ein algebraisches Gleichungssystem, das iterativ gelöst werden kann.

Selbstverständlich gibt es sowohl für das Aufstellen als auch für das Lösen der diskretisierten Gleichungen eine Vielzahl an mathematischen Verfahren. In der Praxis hat sich jedoch für Strömungsberechnungen die Finite-Volumen-Methode durchgesetzt. Dieses Verfahren liegt auch den meisten CFD-Programmen zu Grunde und wird deshalb im Folgenden genauer betrachtet. Die Lösung der daraus gewonnenen diskretisierten Gleichungen erfolgt in der Regel mit einem iterativen Verfahren, bei sehr aufwändigen Problemen lohnt sich die Anwendung eines Mehrgitterverfahrens.

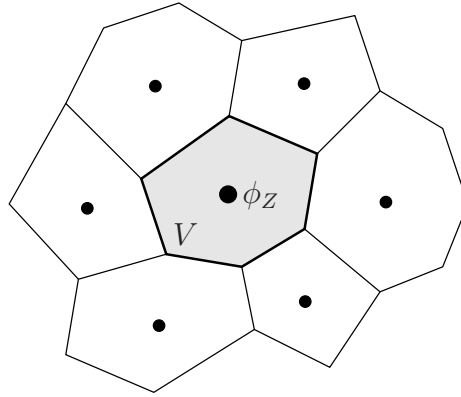
### 3.1 Die Finite-Volumen-Methode

Die Finite-Volumen-Methode basiert auf einer Zerlegung des dreidimensionalen Berechnungsgebiets in polyederförmige Volumenzellen, die sich nicht gegenseitig durchdringen, und der Definition von diskreten Punkten, an denen die zu berechnenden physikalischen Größen bestimmt werden sollen. Dieser Prozess wird als Gittergenerierung oder Vernetzung bezeichnet. Hier wird ausschließlich die zellenzentrierte Darstellung verwendet, bei der alle Größen im Mittelpunkt der Zelle ausgewertet werden. Ein auf zwei Raumdimensionen reduziertes Beispiel ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Andere sinnvolle Ansätze wären beispielsweise die Auswertung an den Eckpunkten der Polyeder oder auch eine versetzte Anordnung für die verschiedenen Größen (vgl. [3]).

Anhand der allgemeinen Transportgleichung werden zunächst im Unterabschnitt 3.1.1 die Grundideen der Finite-Volumen-Methode eingeführt. Danach wird in 3.1.2 mit dem Druck-Korrektur-Verfahren eine spezielle Vorgehensweise vorgestellt, die häufig zur Lösung der RANS-Gleichungen (2.11) verwendet wird.

---

<sup>1</sup>Eine exakte analytische Lösung der in Kapitel 2 vorgestellten Differenzialgleichungen ist nur in sehr einfachen Spezialfällen möglich.



**Abbildung 3.1:** Beispiel für ein zellenzentriertes Polyedernetz

### 3.1.1 Diskretisierung der Transportgleichung

Die integrale Form der allgemeinen Transportgleichung für eine beliebige skalare Größe  $\phi$  und ein beliebiges ortsfestes Kontrollvolumen  $V$  lautet (vgl. [10])

$$\int_V \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV + \oint_{\partial V} \rho\phi \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS - \oint_{\partial V} \Gamma_\phi \text{grad } \phi \cdot \mathbf{n} dS = \int_V s_\phi dV, \quad (3.1)$$

wobei  $\Gamma_\phi$  einen Diffusionskoeffizienten bezeichnet. Alle anderen Notationen werden wie in Abschnitt 2.1 gewählt. Die Gleichung setzt sich auf der linken Seite aus einer Zeitableitung, einem Konvektionsterm und einem Diffusionsterm zusammen, rechts steht ein Quellterm.

Der Grundgedanke der Finite-Volumen-Methode ist es nun, diese Gleichung für alle Zellen  $V$  des oben beschriebenen Volumennetzes näherungsweise auszuwerten. Unter Verwendung der Mittelpunktsregel der Gauß-Quadratur ergibt sich

$$\frac{\partial(\rho_Z \phi_Z)}{\partial t} \text{vol}(V) + \sum_f \rho_f \phi_f \mathbf{u}_f \cdot \mathbf{n}_f S_f - \sum_f \Gamma_\phi (\text{grad } \phi)_f \cdot \mathbf{n}_f S_f = (s_\phi)_Z \text{vol}(V),$$

wobei der Index  $Z$  für die Funktionsauswertung am Zellmittelpunkt und der Index  $f$  für die Auswertung an den Mittelpunkten der Seitenflächen steht. Außerdem bezeichnet  $S_f$  den Flächeninhalt und  $\mathbf{n}_f$  den Einheitsnormalenvektor der Seitenfläche  $f$ . Da jedoch im Fall eines zellenzentrierten Netzes nur die Funktionswerte an den Zellmittelpunkten bestimmt werden sollen, werden Interpolationsverfahren angewandt, um die Werte auf den Seitenflächen durch diese Werte auszudrücken. Dafür existiert eine Vielzahl von Möglichkeiten, die sich durch ihre Genauigkeit und ihre numerischen Eigenschaften unterscheiden. Auch die Zeitableitung muss in eine diskretisierte Form gebracht werden. Beide Schritte werden im Folgenden diskutiert. Letztendlich ergibt sich für jede Volumenzelle mit dem Mittelpunkt  $Z$  und

den Nachbarn  $NB$  in jedem Zeitschritt eine lineare Gleichung der Form

$$a_Z \phi_Z = \sum_{NB} a_{NB} \phi_{NB} + b_Z.$$

Die Gesamtheit dieser Gleichungen für alle Zellen bildet ein lineares Gleichungssystem, das z. B. mit einer der in Abschnitt 3.3 vorgestellten iterativen Methoden gelöst werden kann.

### Behandlung von konvektiven Termen

Der Behandlung von konvektiven Termen kommt bei der Simulation von turbulenten Strömungen eine besondere Bedeutung zu. Das liegt einerseits an ihrer Dominanz gegenüber den diffusiven Termen, andererseits aber auch an der Asymmetrie des konvektiven Transports, aus der eine spezielle Art von Diskretisierung hervorgegangen ist. Die Stabilität des numerischen Lösungsverfahrens und die resultierende Ergebnisqualität hängen entscheidend davon ab, welches Schema gewählt wird, um  $\phi_f$  durch die Werte von  $\phi$  an den Zellmittelpunkten auszudrücken. Generell unterscheidet man zwischen Verfahren erster Ordnung und Verfahren höherer Ordnung.

**Verfahren erster Ordnung** Das bekannteste Schema erster Ordnung zur Diskretisierung von konvektiven Transportphänomenen ist das Upwind-Verfahren (vgl. [7, 9, 10]). Dabei wird  $\phi_f$  auf einer Seitenfläche zwischen zwei Zellen  $A$  und  $B$  gleich demjenigen der beiden Werte  $\phi_A$  und  $\phi_B$  gesetzt, der der stromaufwärts liegenden Zelle entspricht. Das ist dadurch gerechtfertigt, dass der konvektive Transport von  $\phi$  hauptsächlich in dieser Richtung stattfindet.

Der wichtigste Vorteil dieses Verfahrens ist neben seiner einfachen Form die bedingungslose Beschränktheit und die daraus resultierende hohe numerische Stabilität. Die geringe Approximationsordnung macht sich jedoch vor allem bei Strömungskonfigurationen, bei denen die Strömung nicht senkrecht durch die Zellflächen tritt, durch unphysikalische Verschmierungen, die auch als numerische Diffusion bezeichnet werden, negativ bemerkbar.

Andere Verfahren erster Ordnung verbessern das beschriebene Upwind-Verfahren durch eine gewichtete Interpolation zwischen  $\phi_A$  und  $\phi_B$  (z. B. das Power-Law-Schema in Fluent [10]).

**Verfahren höherer Ordnung** Bei allen Verfahren höherer Ordnung wird versucht, durch Hinzunahme weiterer Werte von  $\phi$  in die Interpolationsvorschrift die Genauigkeit von  $\phi_f$  zu erhöhen. Dadurch können auch konvektive Anteile, die nicht senkrecht durch die Zellflächen transportiert werden, erfasst werden. Durch die komplizierteren Berechnungsvorschriften gehen allerdings die Beschränktheit und die große Stabilität des Upwind-Verfahrens erster Ordnung verloren. Deshalb kann es in der Praxis

oft sinnvoll sein, ein Verfahren höherer Ordnung mit dem Upwind-Verfahren erster Ordnung zu überblenden.

Man unterscheidet prinzipiell zwischen Verfahren, die ausschließlich auf geometrischen Überlegungen basieren (z. B. Varianten der Zentrale-Differenzen-Methode [7, 10, 18]), und Verfahren, die weiterhin die zugrundeliegende Hauptströmungsrichtung berücksichtigen (z. B. Upwind-Verfahren höherer Ordnung [7, 10] oder das QUICK-Schema [6, 10]).

#### Behandlung von diffusiven Termen

Die Diskretisierung von diffusiven Termen erfordert die Kenntnis des Gradienten von  $\phi$  an den Mittelpunkten der Seitenflächen. Für ein regelmäßiges Würfelgitter liefert der Differenzenquotient  $(\text{grad } \phi)_f \cdot \mathbf{n}_f S_f \approx \frac{\phi_B - \phi_A}{d_{AB}} S_f$  mit dem Abstand  $d_{AB}$  zwischen den Mittelpunkten der Zellen  $A$  und  $B$  eine Approximation zweiter Ordnung. Je stärker jedoch die Schiefe eines Netzes von den optimalen Bedingungen des Würfelgitters abweicht, desto ungenauer wird diese Approximation. Die Genauigkeit des Verfahrens kann nur erhalten werden, wenn durch Hinzunahme weiterer Berechnungspunkte eine Korrektur der Nichtorthogonalität erfolgt (vgl. Lehnhäuser [18]).

#### Zeitdiskretisierung

Für zeitabhängige Fragestellungen soll für alle diskreten Zeitschritte  $t_n = n \Delta t$  mit  $n \in \mathbb{N}$  eine Lösung  $\phi^{(n)}$  berechnet werden. Dabei wird chronologisch vorgegangen, d. h. es wird angenommen, dass die Lösung für alle Zellen bis zum Zeitpunkt  $t_{n'}$  schon bekannt ist und nun  $\phi^{(n'+1)}$  bestimmt werden soll. Ein einfacher Ansatz mit der Approximationsordnung eins ist das implizite Euler-Verfahren

$$\frac{\rho_Z^{(n'+1)} \phi_Z^{(n'+1)} - \rho_Z^{(n')} \phi_Z^{(n')}}{\Delta t} = F(\phi^{(n'+1)}),$$

wobei  $F$  vereinfachend für eine Funktion steht, die alle sonstigen Terme umfasst. Die Auswertung von  $F$  zum Zeitpunkt  $t_{n'}$  würde zwar in einer expliziten Berechnungsvorschrift für  $\phi_Z^{(n'+1)}$  resultieren, aber durch die implizite Auswertung von  $F$  zum Zeitpunkt  $t_{n'+1}$  wird erreicht, dass das Verfahren auch bei relativ großen Schrittweiten uneingeschränkt stabil ist (vgl. Schäfer [28]).

Die Approximationsordnung kann auf zwei erhöht werden, wenn zur Berechnung des  $(n' + 1)$ -ten Zeitschrittes die Werte des  $(n' - 1)$ -ten und des  $n'$ -ten Zeitschrittes herangezogen werden (vgl. [7, 10]) oder wenn die rechte Seite zum Zeitpunkt  $(n' + \frac{1}{2}) \Delta t$  ausgewertet wird (Crank-Nicholson-Schema, vgl. [6]).



### 3.1.2 Druck-Korrektur-Verfahren

Nachdem im vorangegangenen Unterabschnitt 3.1.1 die Grundzüge der Finite-Volumen-Methode eingeführt wurden, soll dieses Verfahren nun zur Lösung der RANS-Gleichungen (2.11) verwendet werden. Dabei ergibt sich jedoch die Schwierigkeit, dass zwar für die drei Geschwindigkeitskomponenten, die Energiedichte sowie die Turbulenzgrößen jeweils eine Transportgleichung bereitsteht, aber dass der Druck nur indirekt durch eine gemeinsame Betrachtung von Impuls- und Kontinuitätsgleichung beschrieben werden kann.

Gegen eine gekoppelte Behandlung dieser Gleichungen spricht jedoch, dass sich hierbei eine extrem große Koeffizientenmatrix ergibt, die zudem ungünstige numerische Eigenschaften aufweist. Die Koeffizienten der Matrix hängen dabei selbst von der Geschwindigkeit  $\mathbf{u}$  ab, da  $\mathbf{u}$  im Konvektionsterm der Impulsgleichung quadratisch auftritt. Eine Linearisierung ist somit nur möglich, wenn zum Aufstellen der Matrix zunächst geschätzte Geschwindigkeitswerte verwendet werden, die im Laufe des Lösungsprozesses iterativ verbessert werden. Ebenso können auch die verschiedenen wechselseitigen Abhängigkeiten zwischen den einzelnen Transportgleichungen nur durch die Anwendung eines iterativen Verfahrens erfasst werden.

Aus diesen Gründen werden in der Praxis häufig Druck-Korrektur-Verfahren eingesetzt, die folgendes Schema wiederholt bis zur Konvergenz durchlaufen (vgl. [6, 7, 10]):

1. Zuerst werden nur die Impulsgleichungen gelöst, wobei beim Aufstellen der Diskretisierungsmatrix die Druck- und Geschwindigkeitswerte aus der vorherigen Iteration eingesetzt werden. Die so erhaltene Lösung  $\mathbf{u}^*$  erfüllt jedoch im Allgemeinen nicht die Kontinuitätsgleichung.
2. Deshalb wird mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung eine Korrektur für den Druck und die Geschwindigkeiten berechnet. Allerdings genügen diese neuen Werte nicht mehr der Impulsgleichung.
3. Anschließend werden die skalaren Transportgleichungen für die Turbulenzgrößen und die Energie gelöst.
4. Zuletzt wird die Konvergenz des Verfahrens überprüft. Wenn das Konvergenzkriterium nicht erfüllt ist, wird diese Schleife erneut aufgerufen, andernfalls wird der nächste Zeitschritt gestartet.

Für die Berechnung der Korrekturen in Schritt 2 gibt es verschiedene Möglichkeiten. Der SIMPLE-Algorithmus (vgl. [7, 10, 18, 28]) verwendet einen recht einfachen, aber ungenauen Zusammenhang, was dazu führt, dass die Iterationsschleife relativ oft durchlaufen werden muss. Andere Algorithmen versuchen, durch eine exaktere Berechnung in Schritt 2 die Anzahl der äußeren Iterationen zu reduzieren.

Das oben vorgestellte Druck-Korrektur-Verfahren führt in dieser Form aufgrund der Vereinfachungen und Entkopplungen meistens nicht zu einem stabilen Lösungsprozess. Das gilt insbesondere für den SIMPLE-Algorithmus. Dem kann entgegengewirkt werden, wenn zusätzlich Unterrelaxationsvorschriften verwendet werden. Das bedeutet, dass das Voranschreiten des Lösungsprozesses verzögert wird, indem eine neu berechnete Lösung nicht sofort die alte ersetzt, sondern neue und alte Lösung gemäß

$$\phi = (1 - \alpha)\phi_{\text{alt}} + \alpha\phi_{\text{neu}} \quad \text{mit} \quad \alpha \in ]0; 1[$$

überblendet werden. Man unterscheidet dabei zwischen expliziter und impliziter Unterrelaxation. Die explizite Unterrelaxation wird bei der Druck-Korrektur angewendet: Hier wird zunächst die Druck-Korrektur aus Schritt 2 ohne Unterrelaxation berechnet. Dann wird jedoch nur ein Bruchteil des Korrekturwertes zum alten Druckwert addiert. Die Impulsgleichungen aus Schritt 1 werden hingegen implizit unterrelaxiert, indem die Unterrelaxationsvorschrift bereits vor dem Lösen des Gleichungssystems eingesetzt wird.

## 3.2 Diskretisierung der Strahlung

Bei der Strahlungstransportgleichung (2.8) mit den Randbedingungen (2.9) handelt es sich im Gegensatz zu den Navier-Stokes-Gleichungen (2.2)–(2.6) und den Turbulenzmodellen aus Abschnitt 2.3 nicht um ein Konvektions-Diffusions-Problem. Deshalb erfordert ihre numerische Lösung auch eine prinzipiell andere Vorgehensweise. Häufig werden dabei zunächst physikalische Annahmen gemacht, die nur für eine bestimmte Problemklasse korrekt sind. Das muss schließlich bei der Auswahl des Simulationsverfahrens berücksichtigt werden.

Hier werden zwei unterschiedliche numerische Methoden vorgestellt, die die in Laktrocknern herrschende Strahlungsphysik korrekt modellieren können. Die erste basiert auf der Verfolgung von einzelnen Strahlen, die zweite wandelt die Strahlungstransportgleichung (2.8) in ein System von Feldgleichungen um.

### 3.2.1 Die Raytracing-Methode

#### Strahlverfolgung in Medien

Die Raytracing-Methode (vgl. [7, 10]) geht davon aus, dass sich die Strahlung im Raum ausschließlich geradlinig ausbreitet, weil man annimmt, dass sich alle Streuungseffekte gegenseitig aufheben. Mathematisch gesprochen heißt das, dass in der Strahlungstransportgleichung (2.8) der Streukoeffizient  $\sigma_s = 0$  gesetzt wird, wodurch sich die Gleichung zu

$$\frac{dI(\mathbf{x}, \mathbf{s})}{ds} + \alpha I(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \alpha n^2 \frac{\sigma T^4}{\pi}$$

vereinfacht. Diese Gleichung kann für konstantes  $\alpha$ ,  $n$  und  $T$  entlang eines Strahls der Richtung  $\mathbf{s}$  analytisch gelöst werden,

$$I(s) = n^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} (1 - e^{-\alpha s}) + I_0 e^{-\alpha s}, \quad (3.2)$$

wobei  $I_0$  die Anfangsintensität und  $s$  die Bogenlänge des Strahls bezeichnen.

Dieser analytische Zusammenhang (3.2) bildet die Grundlage für ein numerisches Verfahren, das zum Beispiel auf einem Finite-Volumen-Netz angewendet werden kann. Dazu wird über jedem Element einer strahlenden Oberfläche die Hemisphäre in mehrere Raumwinkel diskretisiert, die durch jeweils einen zentralen Strahl repräsentiert werden (vgl. Abbildung 3.2). Die geometrische Ausbreitung dieser Strahlen wird dann durch das Volumennetz verfolgt. Mit Hilfe der Beziehung (3.2) kann für jeden Strahl berechnet werden, wieviel Strahlungsenergie innerhalb jeder durchquerten Volumenzelle absorbiert wird. Dabei werden die Temperatur  $T$  sowie  $\alpha$  und  $n$  innerhalb jeder Zelle als konstant vorausgesetzt, was eine sinnvolle Annahme darstellt. Die Summe dieser Beiträge liefert den Strahlungsquellterm in der Energiegleichung (2.6).

An Wänden werden für jede Oberflächenzelle die Randbedingungen (2.9) angewendet. Geht man beispielsweise von einer diffusen Wand mit gleichmäßiger Abstrahlung aus<sup>2</sup>, so gilt für die Intensität  $I_0$  aller von dieser Zelle ausgehenden Strahlen

$$I_0 = \frac{q_{\text{out}}}{\pi} \quad \text{mit} \quad q_{\text{out}} = (1 - \varepsilon_W) q_{\text{in}} + \varepsilon_W \sigma T_W^4.$$

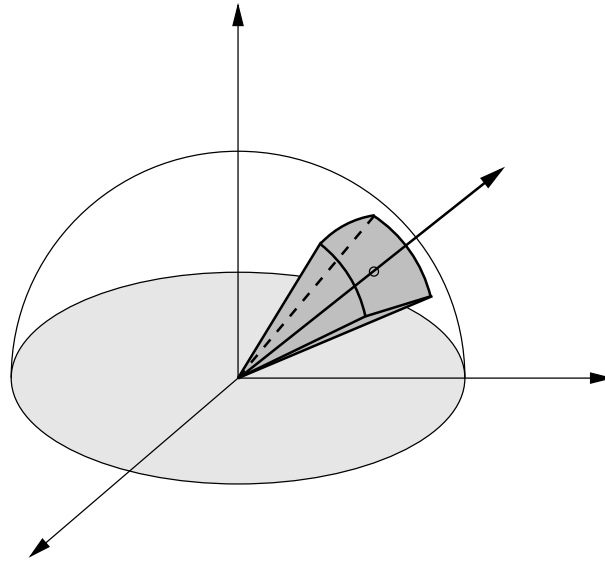
Da  $q_{\text{in}}$  zunächst unbekannt ist, ergibt sich im Fall realer Strahler ( $\varepsilon_W \neq 1$ ) stets ein iteratives Verfahren.

Für große Netze und viele Strahlen wird diese Methode extrem aufwändig. Das kann vermieden werden, wenn Oberflächen- und Volumenzellen eines bestehenden Netzes für die Strahlungsberechnung zu Blöcken zusammengefasst werden. Dieses Vorgehen ist dadurch gerechtfertigt, dass die Strahlung aufgrund ihrer stärkeren Uniformität keine so feine Diskretisierung wie die turbulente Strömung erfordert.

### Das Wand-zu-Wand-Modell

Beim Wand-zu-Wand-Modell handelt es sich um eine Variante der Raytracing-Methode, die nur für Strahlungsprobleme ohne beteiligtes Medium anwendbar ist. Diese Methode verzichtet während der Simulation auf die Verfolgung von einzelnen Strahlen. Stattdessen werden vor Beginn der Berechnung sogenannte Sichtfaktoren  $F_{ij}$  ermittelt und abgespeichert. Diese geben an, welcher Bruchteil der von der Oberflächenzelle  $i$  ausgehenden Strahlungsenergie auf die Oberflächenzelle  $j$  trifft.  $i$  und

<sup>2</sup>Andernfalls müssen zusätzlich Winkelabhängigkeiten berücksichtigt werden.



**Abbildung 3.2:** Diskretisierung der Hemisphäre in Raumwinkel

$j$  durchlaufen dabei entweder alle am Strahlungsaustausch beteiligten Oberflächenelemente (vgl. Fluent [10]), oder aber es wird vereinfachend wie bei der oben beschriebenen Raytracing-Methode in Medien nur eine endliche Anzahl von Strahlen verfolgt, durch die die miteinander wechselwirkenden Oberflächenzellpaare  $i$  und  $j$  definiert werden (vgl. StarCD [7]).

In beiden Fällen erhält man ein lineares Gleichungssystem, das als Unbekannte nur die von den einzelnen Oberflächenzellen  $i$  abgegebenen Strahlungsenergieflüsse  $q_{\text{out},i}$  enthält und das numerisch gelöst werden kann.

### 3.2.2 Das Modell der Diskreten Ordinaten

Das Modell der Diskreten Ordinaten zeichnet sich durch eine globale Anwendbarkeit aus, da es keinen physikalischen Einschränkungen unterliegt. So können beispielsweise neben der reinen Wand-zu-Wand-Strahlung und der geradlinigen Strahlungsausbreitung in Medien auch anisotrope Streuungseffekte in Medien, die Streuung an Partikeln oder semi-transparente Wände modelliert werden (vgl. [7, 10]).

Eine andere Schreibweise der Strahlungstransportgleichung (2.8) für eine vorgegebene Richtung  $\mathbf{s}$  ist

$$\text{div}(I(\mathbf{x}, \mathbf{s})\mathbf{s}) + (\alpha + \sigma_s)I(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \alpha n^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{S^2} I(\mathbf{x}, \mathbf{s}') \Phi(\mathbf{s} \cdot \mathbf{s}') d\Omega'.$$

Diese Feldgleichung wird im Modell der Diskreten Ordinaten für eine endliche Anzahl von Richtungen numerisch gelöst, wobei das Integral in Abhängigkeit von der

Funktion  $\Phi$  geeignet approximiert wird. Die Richtungen ergeben sich wieder aus einer Diskretisierung einer Kugel in Raumwinkel und der Definition der dazugehörigen Vektoren. Anders als bei der in Abschnitt 3.2.1 vorgestellten Definition von Strahlen wird jedoch nur eine einzige Zerlegung bezüglich des globalen Koordinatensystems vorgenommen, die auf dem gesamten Berechnungsgebiet angewendet wird.

Ebenso wie bei der Raytracing-Methode hängt die resultierende Genauigkeit und die notwendige Rechenzeit einerseits von zugrundeliegenden Finite-Volumen-Netz und andererseits von der Diskretisierung in Raumwinkel ab.

## 3.3 Lösen der diskreten Gleichungen

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die kontinuierlichen Differenzialgleichungen aus Kapitel 2 in lineare Gleichungssysteme für diskrete Variablen übergeführt, die nacheinander gelöst werden müssen. Diese Gleichungssysteme haben stets die allgemeine Form

$$\sum_j a_{ij}x_j = b_i, \quad (i = 1, \dots, N) \quad (3.3)$$

bzw. in Matrix-Vektor-Notation  $\mathbf{Ax} = \mathbf{b}$ . Da sich jedoch die Dimension  $N$  bei 3D-Strömungssimulationen typischerweise im Bereich  $10^5 - 10^7$  bewegt, wäre eine direkte Lösung der Gleichungssysteme mit dem Gauß-Algorithmus sehr aufwändig. Stattdessen werden die Gleichungssysteme in der Praxis mit einem iterativen Algorithmus näherungsweise gelöst. Hier werden einige unterschiedliche Verfahren vorgestellt, weitere Details findet man in der Fachliteratur (vgl. Schäfer [28]).

### 3.3.1 Iterative Verfahren

#### Das Jacobi-Verfahren und das Gauß-Seidel-Verfahren

Das Jacobi-Verfahren ist ein relativ einfaches, iteratives Verfahren zur Lösung von linearen Gleichungssystemen mit diagonaldominanter Koeffizientenmatrix  $\mathbf{A}$ . Es setzt voraus, dass alle  $x_i$ -Werte aus der  $k$ -ten Iteration bekannt sind und berechnet hieraus die Werte der  $(k + 1)$ -ten Iteration gemäß

$$x_i^{(k+1)} = \frac{1}{a_{ii}} \left( b_i - \sum_{j \neq i} a_{ij}x_j^{(k)} \right), \quad (i = 1, \dots, N).$$

Da bei schwach besetzten Matrizen nur wenige  $a_{ij}$  ungleich Null sind, kann dieser Ausdruck sehr schnell ausgewertet werden.

Im Gegensatz zum Jacobi-Verfahren nutzt das Gauß-Seidel-Verfahren auch die bereits berechneten  $x_i$ -Werte der  $(k + 1)$ -ten Iteration. Die Berechnungsvorschrift

für eine chronologische Berechnung der  $x_i$ -Werte lautet also

$$x_i^{(k+1)} = \frac{1}{a_{ii}} \left( b_i - \sum_{j<i} a_{ij} x_j^{(k+1)} - \sum_{j>i} a_{ij} x_j^{(k)} \right), \quad (i = 1, \dots, N).$$

In manchen Fällen kann es aber von Vorteil sein, die Reihenfolge für die Berechnung der einzelnen  $x_i$ -Werte zu ändern.

#### Das ILU-Verfahren

Eine der Hauptursachen für die Ineffizienz des direkten Gauß-Algorithmus ist, dass er nicht in der Lage ist, die spezielle Struktur des Gleichungssystems (3.3) zu nutzen. Für eine schwach besetzte Koeffizientenmatrix  $\mathbf{A}$  sind nämlich die bei der LU-Zerlegung entstehenden Dreiecksmatrizen  $\mathbf{L}$  und  $\mathbf{U}$  im Allgemeinen nicht schwach besetzt. Der Grundgedanke des ILU-Verfahrens<sup>3</sup> ist deshalb, eine näherungsweise LU-Zerlegung  $\mathbf{A} \approx \mathbf{L}'\mathbf{U}'$  zu verwenden, bei der auch  $\mathbf{L}'$  und  $\mathbf{U}'$  schwach besetzt sind. Es ergibt sich das iterative Verfahren

$$\mathbf{x}^{(k+1)} = \mathbf{x}^{(k)} + (\mathbf{L}'\mathbf{U}')^{-1} (\mathbf{b} - \mathbf{A}\mathbf{x}^{(k)}).$$

Für die Wahl der Matrizen  $\mathbf{L}'$  und  $\mathbf{U}'$  gibt es verschiedene Möglichkeiten, die ausschlaggebend für die Konvergenz und Effizienz des Verfahrens sind.

#### Das Verfahren der konjugierten Gradienten

Das Verfahren der konjugierten Gradienten ist zunächst nur für lineare Gleichungssysteme anwendbar, bei denen die Matrix  $\mathbf{A}$  symmetrisch und positiv definit ist. Inzwischen gibt es aber eine Vielzahl von Varianten, die auch für die in der Strömungssimulation zu lösenden asymmetrischen Gleichungssysteme stabile Verfahren liefern. Hier soll jedoch nur die Idee des originalen Verfahrens skizziert werden.

Das Verfahren basiert auf der Äquivalenz des Gleichungssystems (3.3) und des Minimierungsproblems

$$\frac{1}{2} \mathbf{x}^T \mathbf{A} \mathbf{x} - \mathbf{b}^T \mathbf{x} \longrightarrow \min!$$

Dieses Minimierungsproblem wird in der  $k$ -ten Iteration für einen  $k$ -dimensionalen Unterraum  $V^{(k)} \subset \mathbb{R}^N$  mit  $V^{(k-1)} \subset V^{(k)}$  gelöst. Durch eine geschickte Wahl der Unterräume wird erreicht, dass das Residuum  $\mathbf{b} - \mathbf{A}\mathbf{x}^{(k)}$  schnell reduziert wird, so dass eine hinreichend exakte Lösung mit deutlich weniger als  $N$  Iterationen berechnet werden kann.

---

<sup>3</sup>ILU = Incomplete Lower Upper

### 3.3.2 Mehrgitterverfahren

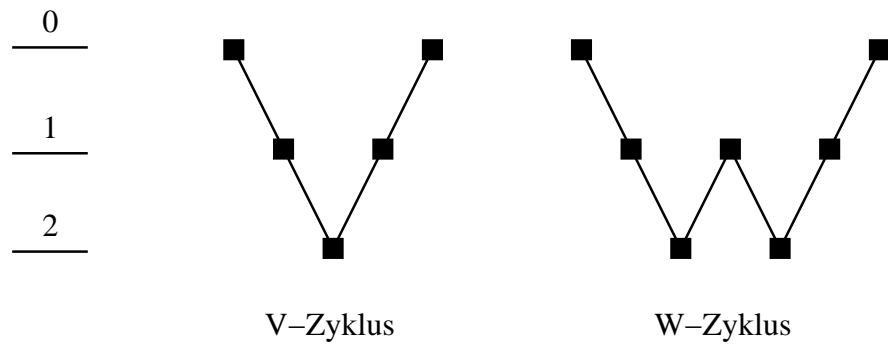
Ein Nachteil der vorgestellten iterativen Methoden ist, dass sie zwar lokale Fehler schnell minimieren können, aber dass der Gesamtfehler relativ langsam abklingt. Besonders augenscheinlich tritt dies bei der Anwendung des Jacobi- oder des Gauß-Seidel-Verfahrens auf lineare Gleichungssysteme, wie sie sich aus der netzbasierten Diskretisierung von Differenzialgleichungen ergeben, zutage: Aus der Berechnungsvorschrift für die Werte  $x_i^{(k+1)}$  kann man direkt ablesen, dass die Informationen in jeder Iteration nur an die Nachbarzellen weitergegeben werden. Für große Netze bedeutet das, dass die globale Informationsausbreitung sehr viele Iterationen benötigt.

Aus diesem Grund lohnt es sich im Fall von großen Netzen, Mehrgitterverfahren (vgl. [6, 10, 18, 28]) zu verwenden. Dabei unterscheidet man zwischen geometrischen Mehrgitterverfahren, die tatsächlich mehrere Gitter generieren, und algebraischen Mehrgitterverfahren, die die verschiedenen Gitterebenen durch algebraische Umformungen des Gleichungssystems mimen. Letztere können folglich sogar zur Lösung von großen linearen Gleichungssystemen dienen, denen überhaupt kein Netz zugrunde liegt. Die grundsätzliche Idee bleibt jedoch stets, mit einem groben Netz eine grobe, globale Lösung zu berechnen und diese mit einem feineren Netz lokal besser aufzulösen. Beide Schritte lassen sich relativ schnell ausführen, da im Fall des groben Netzes die Anzahl der Unbekannten deutlich kleiner ist und da lokale Fehler beim Iterieren schnell abklingen.

Das Verfahren kann weiter verbessert werden, wenn nicht nur ein grobes und ein feines Gitter, sondern gleich eine ganze Hierarchie von Gittern mit unterschiedlichen Feinheiten betrachtet wird. Je nachdem, in welcher Reihenfolge die verschiedenen Gitterebenen betrachtet werden, bezeichnet man das resultierende Schema zum Beispiel als V-Zyklus, W-Zyklus oder flexiblen Zyklus (vgl. [10]). In Abbildung 3.3 sind beispielsweise die Ablaufschemata des V- und W-Zyklus für ein feines Gitter (Stufe 0) mit zwei Vergrößerungsstufen dargestellt. Beim V-Zyklus werden also zunächst mit wenigen Iterationen die lokalen Fehler auf dem feinen Gitter geglättet, bevor die so gewonnene vorläufige Lösung auf das nächst gröbere Gitter (Stufe 1) übertragen wird. Dort wird dieser Prozess wiederholt, so dass man eine Initialisierung auf dem größten Gitter (Stufe 2) erhält. Mit dieser kann eine Grobgitterlösung berechnet werden, die auf dem mittelfeinen Gitter anschließend weiter verbessert wird. Hiermit kann schließlich die Lösung auf dem feinsten Gitter ermittelt werden. Der W-Zyklus und der flexible Zyklus versuchen, durch zusätzliche Wechsel zwischen den verschiedenen Grobgitterstufen die globalen Fehleranteile noch effizienter zu reduzieren. Während die Reihenfolge der aufeinanderfolgenden Gitterebenen beim W-Zyklus fest vorgegeben ist, ergibt sie sich beim flexiblen Zyklus durch eine Überprüfung der Residuen der einzelnen Näherungslösungen.

Neben der Definition der verschiedenen Gitterebenen werden Vorschriften benötigt, wie die vorläufige Lösung auf einem Gitter auf das nächst gröbere oder das nächst feinere transferiert wird. Diesen Prozess bezeichnet man als Restriktion bzw.

Vergrößerungsstufe



**Abbildung 3.3:** Ablaufschemata des V-Zyklus und des W-Zyklus mit zwei Vergrößerungsstufen

Prolongation. Beim algebraischen Mehrgitterverfahren benötigt man zusätzlich eine Formel, mit der sich die Grobgittermatrizen berechnen lassen. Für geometrische Mehrgitterverfahren ergeben sie sich hingegen aus der Diskretisierung der Differentialgleichungen bezüglich des Grobgitters.



## 4 Gegenüberstellung von StarCD und Fluent

Während in den vorangegangenen Kapiteln die theoretischen Grundlagen zur Simulation des Aufheizverhaltens von Bauteilen in Trocknern vorgestellt wurden, beschäftigt sich dieses Kapitel nun mit der Auswahl der Software, die im Folgenden zur Trocknersimulation verwendet werden soll.

Vor dem Hintergrund der Komplexität der in Kapitel 2 und 3 dargestellten Theorie ist es sinnvoll, ein kommerziell verfügbares CFD-Programm, das möglichst viele der zu modellierenden Phänomene bereits abdecken kann, als Grundlage zu verwenden und dieses gegebenenfalls durch eigene Modelle und Routinen zu erweitern. Dadurch minimiert man den eigenen Programmieraufwand und profitiert direkt von den vielfältigen Möglichkeiten und der enormen Stabilität, die solche Programme auch auf unstrukturierten Gittern von minderer Qualität auszeichnen. Wichtig ist hierbei auch, dass die Berechnungen mit kommerziellen Programmen meist ohne besondere Anstrengungen des Anwenders auf parallelen Rechnerarchitekturen durchgeführt werden können. Dieser Punkt wird insbesondere bei der extrem aufwändigen Simulation von komplexen Geometrien eine große Rolle spielen. Ein weiterer Vorteil ist, dass sie eine relativ komfortable Benutzeroberfläche zur Verfügung stellen, so dass die Vision einer Anwendung in der „digitalen Fabrik“ etwas näher zu rücken scheint.

Im Rahmen dieser Arbeit werden speziell die kommerziellen CFD-Programme StarCD und Fluent miteinander verglichen. Obwohl sie beide gleichermaßen als General-Purpose-Strömungssolver gelten, stellt sich bei genauerer Betrachtung heraus, dass beide eine Reihe von Stärken und Schwächen in Bezug auf die Trocknersimulation mit sich bringen, die es sorgfältig abzuwägen gilt. Bei der Entscheidungsfindung kommt erschwerend hinzu, dass beide Programme laufend weiterentwickelt werden, so dass jede Gegenüberstellung nur eine Momentaufnahme darstellt, die schon bei der Bereitstellung der nächsten Softwareversion wieder überholt sein kann.

Im Folgenden werden Schritt für Schritt die für die Trocknersimulation relevanten Punkte zur Vernetzung von Geometrien, zu den physikalischen Modellen und zur numerischen Umsetzung diskutiert. Als Grundlage dienen hierzu die Informationen über StarCD aus [6, 7] bzw. über Fluent aus [10, 11].

## 4.1 Vernetzung von Geometrien

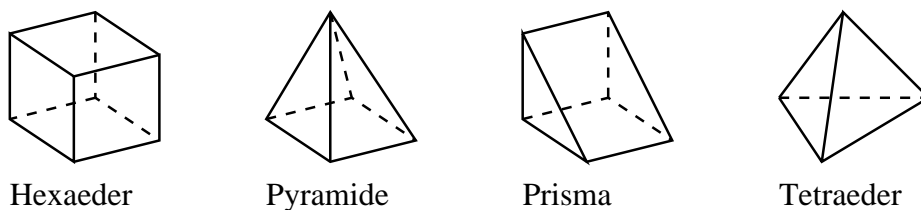
Wie in Kapitel 3 beschrieben, erfordert die Finite-Volumen-Methode grundsätzlich die Darstellung des Berechnungsgebiets durch Volumenzellen. Da bei der Trocknersimulation neben der Luftströmung auch die Blechtemperaturen der Karosse berechnet werden sollen, müssen hier sowohl Fluid- als auch Solid-Bereiche diskretisiert werden. Wie das in der Praxis geschehen kann, wird in diesem Abschnitt erläutert.

### 4.1.1 Netztypen

#### Unterstützte Zelltypen

Sowohl StarCD als auch Fluent arbeiten generell mit unstrukturierten Netzen, d. h. die Nummerierung der Zellen ist beliebig. Das stellt keinenfalls eine Einschränkung dar, da jedes strukturierte Netz auch als unstrukturiertes Netz interpretiert werden kann. Während in den aktuellen Versionen StarCD 4.0 bzw. Fluent 6.3 allgemeine dreidimensionale Polyederzellen erlaubt sind, wurden in den vorangegangenen Versionen nur die in Abbildung 4.1 dargestellten Hexaeder, Pyramiden (mit viereckiger Grundfläche), Prismen (mit dreieckiger Grundfläche) und Tetraeder als gültige Zellen unterstützt. Dazu kommen in StarCD noch die sogenannten „Trimmed Cells“. Diese basieren auf Hexaedern, die an einer Ecke oder Kante beschnitten wurden oder die durch Extrusion solcher beschnittener Zellen entstehen (vgl. Abbildung 4.2). Beide Programme erlauben zudem die vereinfachte Modellierung dünner Wände mit zweidimensionalen Dreiecks- oder Viereckszellen bzw. in den neuen Versionen mit allgemeinen Vielecken. Hierauf wird in Abschnitt 4.2.2 genauer eingegangen.

Die aufgezählten Zelltypen können in jedem Netz beliebig miteinander kombiniert werden, so dass ein allgemeines hybrides Netz entsteht. Die Seitenflächen von benachbarten Zellen können dabei entweder 1:1 aufeinanderliegen oder lateral beliebig versetzt angeordnet sein. Im zweiten Fall muss man dies dem Programm explizit mitteilen, indem man „Couples“ in StarCD bzw. „Grid Interfaces“ in Fluent definiert. Um Interpolationsfehler bei der Berechnung zu vermeiden, sollte jedoch die Verwendung von solchen nichtkonformen Übergängen auf ein Minimum reduziert werden.



**Abbildung 4.1:** Standardzelltypen in StarCD und Fluent

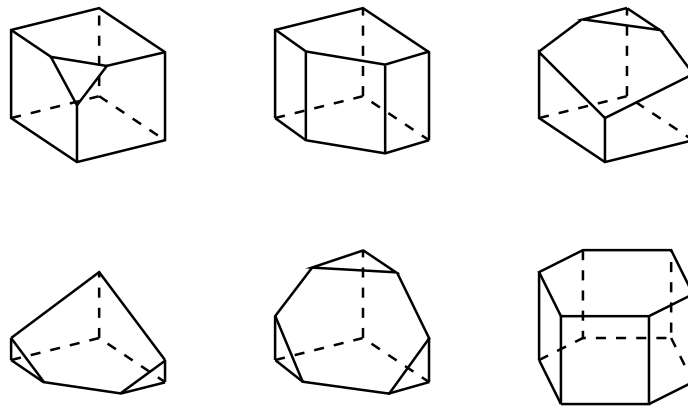


Abbildung 4.2: Trimmed Cells in StarCD

### Netzgenerierung

In der Praxis hängt die Struktur eines Netzes einerseits vom verwendeten Programm und dem zugrundeliegenden Vernetzungsalgorithmus ab, andererseits aber auch von der Topologie des zu vernetzenden Volumens. Die Betrachtungen in den folgenden Unterabschnitten beschränken sich auf die Möglichkeiten, die die zusammen mit StarCD und Fluent bereitgestellten Tools proStar und proAm bzw. Gambit und TGrid bieten (vgl. Tabelle 4.1). Prinzipiell ist es natürlich auch möglich und sinnvoll, andere Softwarepakete zur Netzerstellung zu verwenden oder mehrere geeignete Programme zu kombinieren, um ein für die jeweilige Anwendung optimales Ergebnis zu erzielen, allerdings führt die Konvertierung der verschiedenen Dateiformate in der Praxis manchmal zu Problemen.

An dieser Stelle wird grundsätzlich davon ausgegangen, dass eine „saubere“ Oberflächenbeschreibung der Geometrie vorliegt, die sich zur Volumennetzerstellung eignet. Da sowohl proAm als auch TGrid nicht Geometrie-, sondern ausschließlich Netzbasiert arbeiten, muss dies dort in Form einer Oberflächentriangulierung geschehen. Während sich eine solche Beschreibung bei einfachen Geometrien nahezu von selbst ergibt, stellt dieser Punkt bei realen Karossen einen wesentlichen Knackpunkt dar. Auf die Aufbereitung von CAD-Daten von komplexen Geometrien wird deshalb erst in Abschnitt 6.1.1 eingegangen.

Hier sollen nun die verschiedenen Netztypen aus Tabelle 4.1 mit ihren Vor- und Nachteilen vorgestellt werden. Konkrete Beispiele für vernetzte Geometrien unterschiedlicher Komplexität werden erst in den Kapiteln 5 und 6 diskutiert.

**Hexaedernetze** Die Vernetzung mit Hexaedern beschränkt sich auf geometrische Gebiete, die aus Teilvolumen bestehen, die entweder topologisch äquivalent zu einem Quader sind oder die durch Extrusion einer Fläche entlang einer Linie entstanden sind. Die Unterteilung in diese Teilbereiche muss manuell vom Anwender vorgenom-

	StarCD		Fluent	
	proStar	proAm	Gambit	TGrid
Hexaedernetze	+ <sup>1</sup>	–	+	–
Tetraedernetze	–	+	+	+
Hybridnetze (Hex/Pyr/Tet)	–	+	+	+
Hybridnetze (Trimmed Cells)	–	+	–	–
Polyedernetze	–	+	– <sup>2</sup>	– <sup>2</sup>
+: möglich      –: nicht möglich				

<sup>1</sup> Manuelle Unterteilung des Volumens in Blöcke erforderlich.

<sup>2</sup> In Fluent können Netze zu Polyedernetzen konvertiert werden.

**Tabelle 4.1:** Möglichkeiten zur Netzgenerierung mit StarCD und Fluent

men werden, wobei Gambit deutlich mehr Unterstützung liefert als proStar. Insgesamt ist die Anwendbarkeit von reinen Hexaedernetzen auf einfache Geometrien beschränkt.

**Tetraedernetze** Tetraedervernetzungen zeichnen sich hingegen durch eine hohe geometrische Flexibilität und Automatisierbarkeit aus. Als Ausgangsbasis dient die gleichmäßig triangulierte Oberfläche des zu vernetzenden Volumens. Der in allen betrachteten Vernetzern integrierte Delaunay-Algorithmus bietet die Möglichkeit, dünne innere Wände aus Dreiecken zu berücksichtigen. Dabei kann die Feinheit des Netzes gut an die Geometrie und die zu erwartenden Strömungsverhältnisse angepasst werden, ohne dass hängende Knoten entstehen. Die Nachteile von Tetraedern gegenüber Hexaedernetzen sind jedoch die deutlich größere Zellenzahl und schlechtere numerische Eigenschaften.

**Hybridnetze mit Hexcore** Bei Strömungsvolumen mit großem Innenraum ist es sinnvoll, die Vorteile von Hexaeder- und Tetraedernetzen zu kombinieren. Dazu wird das Innere des Volumens gleichmäßig mit Würfeln ausgefüllt, während die Details am Rand des Volumens mit Tetraedern aufgelöst werden. Den Übergang zwischen den Würfeln und den Tetraedern bilden Pyramiden. In Gambit und TGrid ist es möglich, die Würfel adaptiv verfeinern zu lassen und mit inneren dünnen Wänden zu arbeiten.

ProAm bietet alternativ die Erzeugung von „Trimmed Cell“-Netzen an, die jedoch nur von StarCD interpretiert werden können. Hierbei wird zunächst auch als Grundlage ein wahlweise adaptiv verfeinertes Würfelgitter erzeugt, das die gesamte Geometrie überdeckt. Die Randbereiche werden aber nun nicht mit Tetraedern vernetzt, sondern die Würfel werden am Rand zurechtgestutzt. Dabei bleibt die ursprüngliche Oberflächenbeschreibung nicht exakt erhalten, was manchmal ein Vorteil (z. B. bei

schlechter Ausgangstriangulierung) und manchmal ein Nachteil (z. B. beim Aneinanderkoppeln von mehreren Teilvolumen) sein kann. Da die Vernetzungsgebiete in der Trocknersimulation mit StarCD stets aus mindestens zwei Teilbereichen bestehen (Fluid und Solid), wird sich der angesprochene Nachteil hier immer bemerkbar machen.

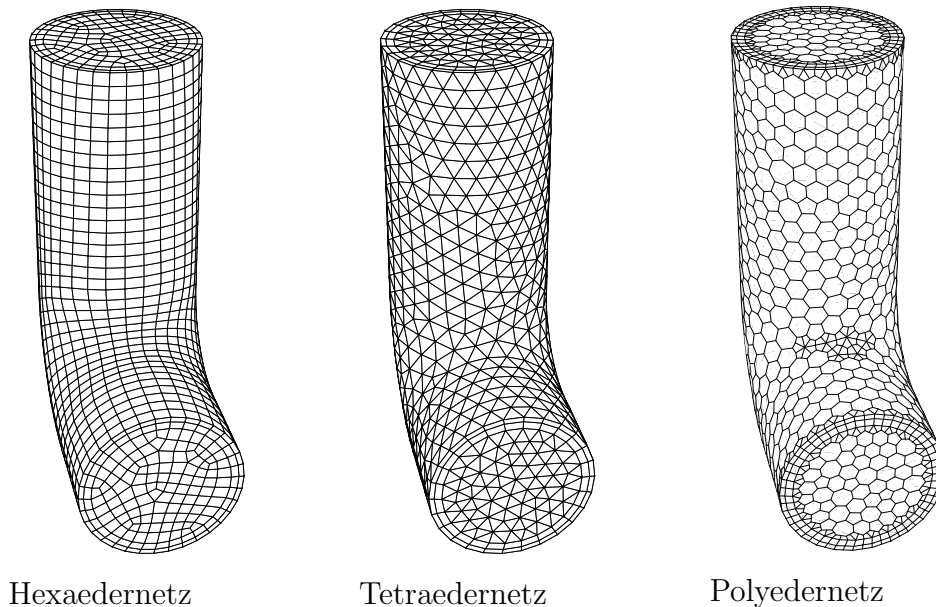
**Polyedernetze** Polyedernetze werden in StarCD und Fluent erst seit kurzem unterstützt. Als Grundlage zu ihrer Generierung dient ein bestehendes Netz aus den Standardzelltypen, meist Tetraedern, das in ein Polyedernetz konvertiert wird. Während die Konvertierung in StarCD auf Vernetzerebene durchgeführt wird, d. h. mit proAm, erfolgt sie in Fluent erst auf Löseebene. Der Vorteil von Polyedernetzen ist neben der automatisierten Erzeugung, dass man mit relativ geringer Zellenzahl aufgrund der vielen Seitenflächen der Zellen eine hohe Diskretisierungsgenauigkeit erreicht. Dem steht der Nachteil gegenüber, dass bislang wenig praxisrelevante Erfahrungen vorliegen und noch nicht alle Modelle (z. B. das Sliding-Mesh-Modell in Fluent) unterstützt werden. Es ist aber nicht auszuschließen, dass Polyedernetze in vielen Anwendungsbereichen die Netze der Zukunft werden.

### 4.1.2 Erzeugung von prismatischen Grenzschichten

Ein Defizit aller bisher vorgestellten Netztypen ist, dass die wandnahen Fluid-Zellen mehr oder weniger willkürlich angeordnet sind und nicht den in Abschnitt 4.2.1 aufgeführten Regeln zur Turbulenzmodellierung in Wandnähe folgen. Dies kann insbesondere zu einer völlig falschen Berechnung der Wärmeübertragung führen.

Abhilfe schafft hier die Erzeugung von wandparallelen Prismenschichten, die die zu erwartende viskose Unterschicht überbrücken. Der innere Bereich des Strömungsvolumens wird hingegen weiterhin mit einem der oben erläuterten Netztypen ausgefüllt. In Abhängigkeit von diesem Netztyp haben die Prismen hier nicht immer eine dreieckige Grundfläche, sind also in der Sprechweise von Abbildung 4.1 und 4.2 (spezielle) Prismen, Hexaeder, Trimmed Cells oder allgemeine Polyeder. Verschiedene Beispiele für Netze mit Prismenschichten finden sich in Abbildung 4.3.

ProAm und TGrid unterstützen den Anwender bei der Erzeugung von Prismenschichten, für einfachere Beispiele ist auch Gambit geeignet. Als Eingabewerte werden die gewünschte Anzahl der Prismenschichten, die Dicke der ersten Schicht (bzw. alternativ die Gesamtdicke) sowie der Wachstumsfaktor abgefragt. Dabei können verschiedene geometrische Zonen unterschiedlich behandelt werden. Alle Oberflächen müssen jedoch richtig orientiert sein, denn andernfalls wachsen die Prismen auf der falschen Seite der Geometrie. Bei der Berechnung der Schichten achten die Programme darauf, dass sich die Prismenschichten an Engstellen nicht selbst durchdringen und reduzieren deren Dicke entsprechend. In TGrid gibt es zusätzlich die Option, bei spitzen Winkeln in der Geometrie gar keine Prismen erzeugen zu lassen.



**Abbildung 4.3:** Netze mit Prismenschichten

#### Funktionsweise der Programme

Obwohl also beide Programme zumindest auf den ersten Blick einer ähnlichen Idee folgen und vergleichbare Ergebnisse liefern, ist ihr Ablauf grundsätzlich unterschiedlich. TGrid berechnet zunächst die Flächennormalen für jedes Flächenelement der triangulierten Oberfläche, erzeugt mit Hilfe dieser Information eine Schicht Prismen und glättet diese Schicht, um ihre Qualität zu optimieren. Die nun bekannten äußeren Flächennormalen der ersten Schicht dienen in analoger Weise zur Erzeugung der zweiten Schicht. Dieser Vorgang wird fortgesetzt, bis die gewünschte Anzahl an Schichten erreicht ist. Erst dann kann der innere Teil des Strömungsvolumens vernetzt werden.

ProAm erzeugt hingegen zunächst nur eine sogenannte „Unteroberfläche“ (engl. Subsurface), die einer geglätteten Verschiebung der originalen Oberfläche um den gewählten Gesamtabstand entspricht. Mit Hilfe dieser Unteroberfläche kann der innere Teil des Strömungsvolumens vernetzt werden. Ausgehend von der Oberfläche dieses Volumennetzes, die im Fall von Trimmed-Cell-Netzen nicht mit der Unteroberfläche übereinstimmt, füllen die Prismen den Raum zwischen Unteroberfläche und Oberfläche aus. Der Umweg über die Unteroberfläche war also nötig, um auch Trimmed-Cell-Netze mit Prismenschichten versehen zu können.

Bei der Konvertierung von klassischen Netzen mit Prismenschichten in Polyedernetze wird darauf geachtet, dass Anzahl und Dicke der einzelnen Schichten erhalten bleiben. Der Konvertierungsalgorithmus arbeitet in diesem Bereich nur lateral, so dass Prismen mit beliebigen Vielecken als Grundfläche entstehen.

### Behandlung von dünnen inneren Wänden

Die Behandlung von dünnen inneren Wänden verdient aus mehreren Gründen eine gesonderte Betrachtung. Zum Einen sollen sie im Allgemeinen auf beiden Seiten mit Prismenschichten versehen werden, ihre Normalen lassen sich aber nicht eindeutig orientieren. Zum Anderen bereitet die 180°-Kehre, die die Schichten an den freien Enden der Wände machen müssen, prinzipielle Probleme.

Die beiden betrachteten Programme proAm und TGrid bieten zwei verschiedene Lösungen an, die aber beide nicht befriedigend sind. Das soll anhand einer einfachen T-Stoß-Geometrie erläutert werden (vgl. Abbildung 4.4).

Mit proAm ist es möglich, diese einfache Geometrie automatisch mit Prismenschichten zu umgeben. An den Kanten der Wände werden diese auf die Dicke Null reduziert, so dass dort die Prismen zu Tetraedern oder Pyramiden entarten. Das ist insofern problematisch, als dass die Prismenschichten bei Verwendung des Two-Layer-Ansatzes zur Turbulenzmodellierung sehr dünn sind und folglich die Tetraeder oder Pyramiden von sehr schlechter Qualität sind. Bei komplizierteren Geometrien hängt der Erfolg der automatischen Prismengenerierung von den Eigenschaften der Oberflächentriangulierung ab.

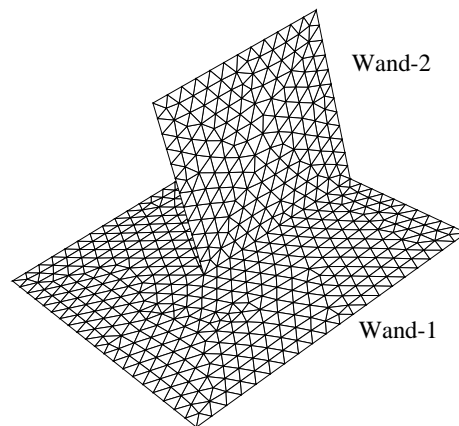
Verwendet man TGrid zur Prismenerzeugung um den T-Stoß, so stellt man zunächst fest, dass selbst diese einfache Geometrie mehrere Schritte des Anwenders erfordert. Wenn die Normalen von Wand-1 nach oben orientiert sind, kann man Prismen auf beiden Seiten von Wand-2 und auf der Oberseite von Wand-1 erzeugen. Dreht man die Normalen von Wand-1 um, kann man die Prismen auf der Unterseite erzeugen. Eine gleichzeitige beidseitige Behandlung führt zu einem fehlerhaften Netz entlang der Stoßkante. Dieses Defizit macht die Anwendung des Verfahrens auf kompliziertere Geometrien mit vielen T-Stößen unmöglich.

Auch das Ergebnis sieht grundlegend anders aus als in proAm, wie die Skizze in Abbildung 4.5 andeutet. Die Prismen entarten an den Rändern nicht, sondern haben auch hier die gewählte Dicke. Zusätzlich wird an Problemstellen automatisch auf die Erzeugung von Prismen verzichtet. Man erhält folglich in der Prismenschicht keine Zellen schlechter Qualität, aber die Oberfläche für die Vernetzung des Innenraums enthält nun sowohl Dreiecke als auch Vierecke, die im Fall von feinen Prismenschichten extrem langgestreckt und deshalb ungeeignet für die weitere Vernetzung sind. Als Ausweg bietet sich die Verwendung von nichtkonformen Gitterübergängen an.

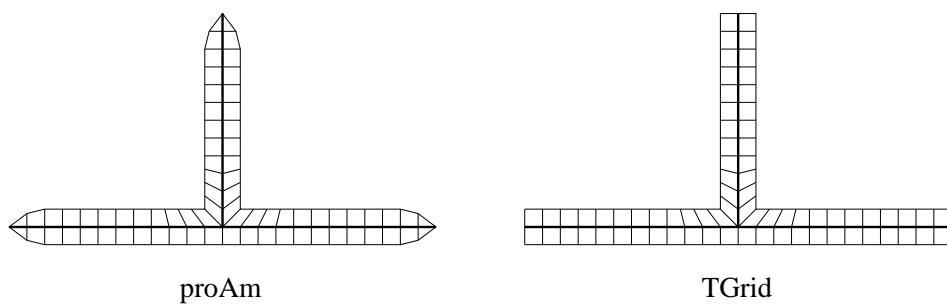
## 4.2 Implementierte physikalische Modelle

### 4.2.1 Turbulenzmodelle, Wandbehandlung

Sowohl in StarCD als auch in Fluent steht eine große Auswahl an Turbulenzmodellen unterschiedlicher Kategorien zur Verfügung, wobei der Schwerpunkt jedoch bei den Zweigleichungsmodellen zu finden ist. Eine Übersicht findet sich in Tabelle 4.2. Man



**Abbildung 4.4:** Oberflächentriangulierung eines exemplarischen T-Stoßes



**Abbildung 4.5:** Senkrechter Schnitt durch eine Prismenschicht um einen T-Stoß



	<b>StarCD</b>	<b>Fluent</b>
Eingleichungsmodelle	Spalart-Allmaras $k$ - $l$ -Modell	Spalart-Allmaras
$k$ - $\varepsilon$ -Modelle	Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell RNG- $k$ - $\varepsilon$ -Modell Chen's $k$ - $\varepsilon$ -Modell  Modelle höherer Ordnung LowRe-Varianten	Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell RNG- $k$ - $\varepsilon$ -Modell  realizable- $k$ - $\varepsilon$ -Modell  LowRe-Varianten
$k$ - $\omega$ -Modelle	Standard- $k$ - $\omega$ -Modell $k$ - $\omega$ -SST-Modell	Standard- $k$ - $\omega$ -Modell $k$ - $\omega$ -SST-Modell
V2F-Modell	ja	als Add-On (Lizenz!)
RSM-Modelle	Gibson-Lauder Speziale-Sarkar-Gatski	Gibson-Lauder Speziale-Sarkar-Gatski LowRe Stress-Omega
LES	Smagorinsky $k$ - $l$ -Modell	Smagorinsky-Lilly  WALE-Modell Kim-Menon

**Tabelle 4.2:** Übersicht über die in StarCD und Fluent implementierten Turbulenzmodelle

sieht, dass die meisten Modelle in beiden Tools gleichermaßen zur Verfügung stehen. Trotzdem sollte man im Hinterkopf behalten, dass zum Teil einzelne Terme leicht unterschiedlich modelliert werden oder dass verschiedene zusätzliche Suboptionen angeboten werden. Diese Details kann man bei Bedarf den Handbüchern [6, 7, 10] entnehmen.

Ein weiterer interessanter Punkt, der bereits in Abschnitt 2.3 angesprochen wurde, ist die Anpassung der Turbulenzmodellierung in Wandnähe. Das ist wichtig, da hier aufgrund der Hafttrandbedingung an der Wand eine völlig andere Strömungscharakteristik vorliegt als im Strömungsinne und deshalb nicht alle Turbulenzmodelle ihre Gültigkeit bewahren. Zudem müssen hier die Randbedingungen für die Turbulenzgrößen festgelegt werden. Grundsätzlich muss man zwischen einer Modellierung durch Wandfunktionen und einer hochaufgelösten Modellierung der Grenzschicht unterscheiden. Im ersten Fall werden die nicht-vollturbulenten Bereiche in Wandnähe durch analytische Funktionen überbrückt. Im zweiten Fall muss man entweder für das gesamte Berechnungsgebiet ein Low-Reynolds-Turbulenzmodell wählen, das auch die in Wandnähe vorherrschenden Strömungscharakteristiken korrekt erfassen kann, oder man entscheidet sich für den Two-Layer-Ansatz, der die wandnahen Bereiche mit einem anderen Turbulenzmodell behandelt als das Strömungsinne.

Neben der Wahl eines geeigneten Turbulenzmodells ist aber auch die Erzeugung eines geeigneten Netzes mitentscheidend für den Erfolg der wandnahen Strömungsberechnung. Nur wenn Modellierung und Vernetzung zueinanderpassen, ist eine korrekte Wandbehandlung überhaupt möglich. Aufgrund der Strömungscharakteristik sollte der wandnahe Bereich möglichst mit wandparallelen Prismenschichten vernetzt werden. Auf ihre Erzeugung wurde bereits in Abschnitt 4.1.2 eingegangen. Ein dimensionsloses Maß zur Beurteilung der Feinheit des Gitters in Wandnähe ist der  $y^+$ -Wert. Er wird als

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu}$$

mit dem Wandabstand  $y$ , der Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$  und der Wandschubspannung  $\tau_w$  definiert. Ein Gitter ist hinreichend fein für eine Auflösung der wandnahen Grenzschicht, wenn der  $y^+$ -Wert des wandnächsten Zellmittelpunktes die Größenordnung eins hat und die Schichtdicke mit mindestens 15–20 Zellen diskretisiert wird. Hingegen sollte der  $y^+$ -Wert des wandnächsten Zellmittelpunktes für eine Überbrückung mit Wandfunktionen zwischen 30 und 200 liegen, da die analytischen Zusammenhänge für die verschiedenen Strömungsgrößen nur in diesem Bereich ihre Gültigkeit haben.

In der Praxis ist es häufig schwierig, diese strikten Regeln für  $y^+$  einzuhalten. Das liegt zum Einen daran, dass die Strömungsverhältnisse ja nicht im Vorfeld bekannt sind, sondern erst berechnet werden sollen und  $y^+$  deshalb bei der Vernetzung nur sehr ungenau abgeschätzt werden kann, zum Anderen variieren die  $y^+$ -Werte oft auf engstem Raum. Ein weiteres Problem ist, dass die Forderung  $y^+ \approx 1$  bei größeren Strömungsgeschwindigkeiten ein extrem feines Netz erfordert, was sowohl zu einer

sehr hohen Zellenzahl als auch zu numerischen Schwierigkeiten führen kann. Aus diesen Gründen bieten kommerzielle Tools wie StarCD und Fluent weiterentwickelte Methoden zur Wandbehandlung an, die mit Hilfe von Überblendungstechniken in der Lage sind, auch für  $y^+$ -Werte im kritischen Bereich zwischen 3 und 30 vernünftige Ergebnisse zu liefern.

Für die Temperaturberechnung gilt sinngemäß dasselbe wie für die Geschwindigkeitsberechnung. Auch hier wird der Temperaturgradient in Wandnähe entweder durch ein sehr feines Netz aufgelöst oder er wird durch einen analytischen Zusammenhang modelliert.

### 4.2.2 Modellierung dünner Wände

In Abschnitt 4.1 wurde bereits angesprochen, dass in beiden hier betrachteten Strömungssimulationsprogrammen die Möglichkeit besteht, dünne innere Wände im Berechnungsgebiet durch 2D-Elemente zu repräsentieren. Für jede Seite einer solchen Wand kann unabhängig voneinander eine Wand-Randbedingung gesetzt werden, so dass die beiden Seiten nichts voneinander wissen. Alternativ kann die Wand zum Beispiel auch als halbdurchlässige Membran oder als wärmedurchlässiges Material definiert werden.

Die Möglichkeiten für Temperaturberechnungen über diese Wände hinweg oder in diesen Wänden unterscheiden sich allerdings erheblich in den beiden Solvern. In StarCD ist es möglich, die Wand als temperaturdurchlässiges Strömungshindernis mit oder ohne Wärmewiderstand zu deklarieren. Der Wärmestrom findet dabei ausschließlich senkrecht durch das 2D-Element statt. So können zum Beispiel Wärmetauscherkonfigurationen vereinfacht modelliert werden. Die Berechnung des Aufheizverhaltens von solchen inneren Wänden ist aber mit diesem Modell nicht möglich, da erstens die Wärmekapazität des Materials nicht in die Berechnung eingeht und da außerdem die Wärmeleitung in der Wand parallel zur Wandoberfläche vernachlässigt wird.

In Fluent steht zusätzlich das sogenannte Shell-Conduction-Modell zur Verfügung. Schaltet man dieses Modell nicht an, so bietet Fluent grundsätzlich die gleichen Möglichkeiten wie StarCD. Aktiviert man es jedoch, so werden programmintern Shell-Conduction-Zonen erzeugt, die man sich als eine virtuelle Prismenschicht der gewählten Wanddicke vorstellen kann. Das bedeutet insbesondere, dass neben den oben beschriebenen Effekten auch das kapazitive Aufheizverhalten des Materials sowie die Wärmeausbreitung in der Wand modelliert werden können. Grenzen mehrerer Shell-Conduction-Zonen aneinander, so wird auch der Wärmetransport von einer Zone zur anderen berücksichtigt. Es stellte sich jedoch im Laufe dieser Arbeit heraus, dass das Verhalten an T-Stößen fehlerhaft implementiert ist. Dieser Fehler im Quellcode kann nur von den Fluent-Entwicklern behoben werden.

Beim Postprocessing muss beachtet werden, dass für jedes Element einer Shell-Conduction-Zone ähnlich wie für eine Schicht aus Prismenzellen lediglich eine innere

Wandtemperatur und eine Oberflächentemperatur auf jeder Seite der dünnen Wand abgefragt werden können. Soll der Temperaturgradient senkrecht durch die Wand hindurch genauer analysiert werden, so muss die Wand mit mehreren Schichten Solidzellen aufgelöst werden.

### 4.2.3 Strahlungsmodellierung

Neben den in Abschnitt 3.2 diskutierten numerischen Verfahren zur Strahlungsrechnung, die beide sowohl in StarCD als auch in Fluent implementiert sind, bietet Fluent mit dem P-1-Modell und dem Rosseland-Modell noch zwei weitere Modelle an, deren Anwendbarkeit jedoch auf optisch dicke Medien beschränkt ist (vgl. Tabelle 4.3). Sie sind somit von vornherein nicht für die Trocknersimulation geeignet und werden deshalb in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet.

Das Wand-zu-Wand-Modell, das ja einen Spezialfall der allgemeinen Raytracing-Methode darstellt, erfasst hingegen genau die physikalisch relevanten Strahlungseffekte im Trockner. Auch das Modell der Diskreten Ordinaten kann zur Modellierung eines reinen Wand-zu-Wand-Strahlungsaustauschs herangezogen werden, wenn die Absorptions- und Streukoeffizienten des beteiligten Mediums gleich Null gesetzt werden und alle Wände als diffus angenommen werden. Da das einen gewissen Überaufwand darstellt, erscheint das Wand-zu-Wand-Modell auf den ersten Blick als das am besten für Trocknersimulationen geeignete Modell.

Die Berechnung der Sichtfaktoren stellt allerdings bei praxisrelevanten Geometrien einen immensen Aufwand dar. Für eine Geometrie mit knapp 200000 am Strahlungsaustausch beteiligten Oberflächenelementen (Tür im Technikumstrockner, vgl. Abschnitt 6.2) benötigt die serielle Version von Fluent fast eine Woche. Das ist nicht verwunderlich, wenn man beachtet, dass fast  $200000^2 = 4 \cdot 10^{10}$  Sichtfaktoren ermittelt werden müssen. Da der in StarCD implementierte Algorithmus auch im Fall der reinen Wand-zu-Wand-Strahlung auf der Definition von einzelnen Strahlen basiert, könnte dort diese Anzahl unter Inkaufnahme eines Genauigkeitsverlustes durch die Vorgabe einer Strahlenanzahl  $< 200000$  reduziert werden. Andererseits kann, im Gegensatz zu StarCD, die Berechnung der Sichtfaktoren in Fluent durch Parallelisierung beschleunigt werden. Hingegen ist eine wirtschaftliche Gruppierung von Oberflächenelementen zu Blöcken aufgrund der vielen Details und spitzen Winkel in der Geometrie nicht möglich. Zudem funktionieren die implementierten Algorithmen insbesondere in den älteren Programmversionen StarCD 3.2 und Fluent 6.2 nur eingeschränkt bei Volumennetzen mit nichtkonformen Übergängen (vgl. [6, 10]). Da die Sichtfaktoren bei bewegten Geometrien in jedem Zeitschritt neu berechnet werden müssen, ist das Wand-zu-Wand-Modell in diesem Fall wegen der enormen Rechenzeiten praktisch unbrauchbar.

Das Modell der Diskreten Ordinaten zeichnet sich andererseits nicht nur aus physikalischer, sondern auch aus numerischer Sicht durch eine globale Anwendbarkeit aus. In StarCD gilt dies jedoch erst seit dem Erscheinen der Version 4.0, da das Modell

	StarCD	Fluent	Einschränkungen
Raytracing in Medien	+	+	keine Streuung diffuse Wände nicht parallelisierbar
Wand-zu-Wand	+	+	kein beteiligtes Medium diffuse Wände
Diskrete Ordinaten	+	+	universelle Eignung
P-1	–	+	optisch dicke Medien diffuse Wände
Rosseland	–	+	optisch dicke Medien diffuse Wände
+: möglich      –: nicht möglich			

**Tabelle 4.3:** Übersicht über die in StarCD und Fluent implementierten Strahlungsmodelle

in den älteren Versionen grundsätzlich nicht für bewegte Geometrien angewendet werden kann.

Die Genauigkeit des in Fluent implementierten Modells wird von Meißner in [21] untersucht. Es zeigt sich bei zwei analytisch zu lösenden Testfällen, dass das Modell mit der Standarddiskretisierung in 32 Raumwinkel einen Fehler von unter 5% liefert. Eine feinere Winkeldiskretisierung führt zwar zu einer Steigerung der Genauigkeit, aber gleichzeitig auch zu einer deutlich erhöhten Rechenzeit.

## 4.3 Verfügbare numerische Methoden

### 4.3.1 Darstellung translatorisch bewegter Geometrien

Bei den im Verlauf dieser Arbeit betrachteten Konfigurationen handelt es sich vorwiegend um unbewegte Geometrien. Ebenso kann eine Karosserie in einem Taktrockner vereinfachend als unbewegt modelliert werden, da die Bewegung von einer Station zur nächsten nur einen vernachlässigbaren Anteil an der Gesamtprozesszeit hat. In Durchlauftrocknern wird jedoch die Karosserie von der Fördereinrichtung translatorisch mit konstanter Geschwindigkeit durch den Trockner bewegt. Soll die Aufheizung einer Karosserie in einem solchen Trockner berechnet werden, so muss das Simulationsprogramm in der Lage sein, diese Bewegung abzubilden.

Gut dazu geeignet ist eine Modellierung nach dem „Fahrstuhlprinzip“, die sowohl in Fluent als auch in StarCD realisiert werden kann (vgl. [6, 7, 10]). Dazu wird die Karosserie und ihre Umgebung in eine virtuelle Box – den Fahrstuhl – eingebettet, die sich als Ganzes durch den Trockner – den Schacht – bewegt. Das hat den Vorteil, dass der geometrisch höchst komplizierte Bereich innerhalb der Box nicht in jedem

Zeitschritt neu vernetzt werden muss. Stattdessen besteht das Rechnernetz aus drei Teilgebieten, die sich unterschiedlich verhalten. Diese drei Bereiche sind in Abbildung 4.6 für zwei Zeitpunkte  $t_1 < t_2$  in verschiedenen Graustufen dargestellt:

- Hellgrau – Die Box selbst, die sich wie beschrieben translatorisch bewegt.
- Mittelgrau – Der Bereich vor und hinter der Box, dessen Größe im Verlauf der Rechnung an die aktuelle Position der Box angepasst werden muss. Das geschieht am besten durch einen schichtweisen Auf- bzw. Abbau von Volumenzellen, der als „Layering“ bezeichnet wird. Voraussetzung dafür ist, dass das Netz in diesem Bereich die gewünschte Schichtenstruktur aufweist. Bei der hier vorliegenden quaderförmigen Geometrie kann ein solches Netz aber stets durch Extrusion von Prismen auf der Boxvorder- und Rückseite gewonnen werden.
- Dunkelgrau – Der Bereich seitlich sowie oberhalb und unterhalb von der Box, der im Verlauf der Rechnung nicht verändert wird. Er wird unabhängig von den inneren Bereichen vernetzt und muss durch die Randbedingung „Sliding Interface“ mit ihnen bekannt gemacht werden.

Der Anwender hat bei der Vernetzung der Geometrie und der Vorgabe der Bewegungsprofile für die unterschiedlichen Teilbereiche darauf zu achten, dass alle Definitionen zueinander konform sind. Ein kleiner Fehler kann hierbei sehr schnell zu ungültigen Netzen führen. Wurde jedoch die Verformung des Rechnernetzes vom Anwender korrekt definiert, so wird die Bewegung und die damit verbundene Anpassung der numerischen Methoden automatisch im Lösungsprozess berücksichtigt.

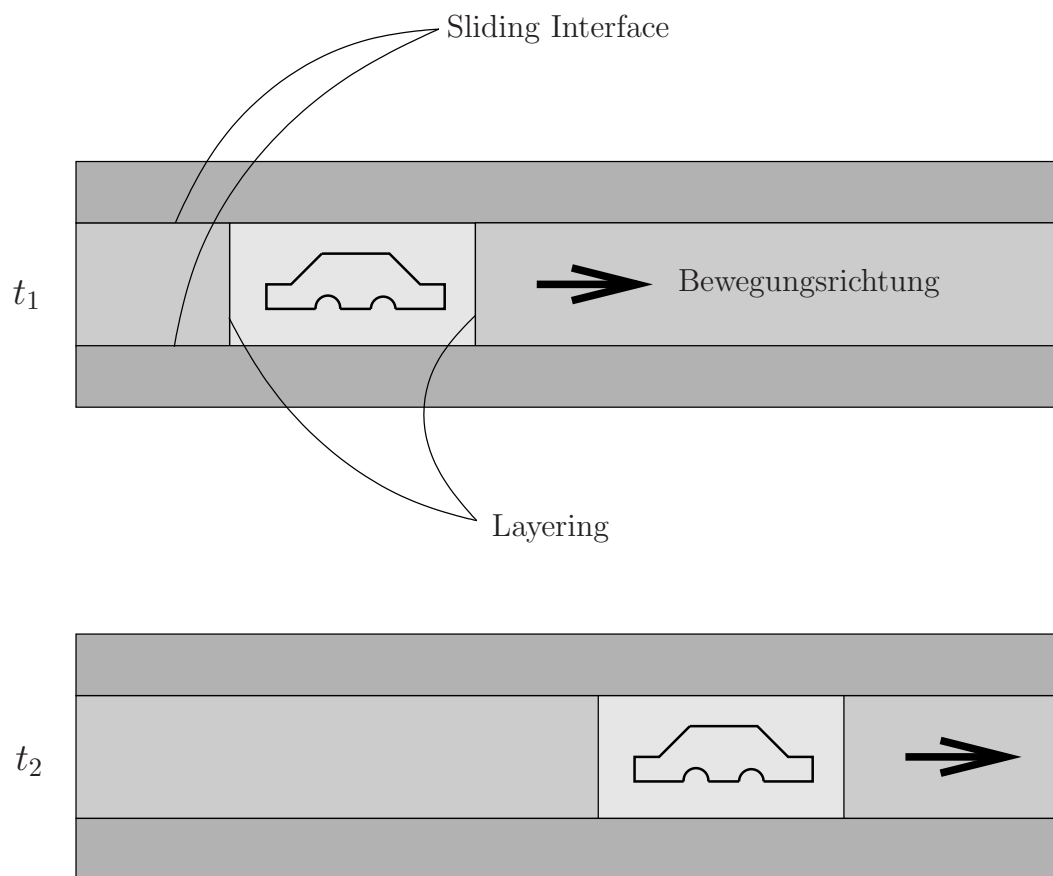
Alternativ könnte man darüber nachdenken, die Bewegung der Karosse durch den Trockner nur über geänderte Randbedingungen zu erfassen. Problematisch hierbei ist jedoch, dass die Düsen in diesem Fall nur sehr ungenau modelliert werden könnten und folglich das Strömungsprofil schon am Einlass verschmiert würde.

### 4.3.2 Diskretisierung und Lösungsalgorithmen

Obwohl die Diskretisierung der zu lösenden Gleichungen sowie der gesamte Lösungsprozess bei kommerziellen CFD-Programmen letztendlich komplett programmintern ablaufen, bleibt die Auswahl der zu verwendenden Verfahren dem Anwender überlassen. Dadurch können sowohl die Genauigkeit als auch die Stabilität und Effizienz maßgeblich gesteuert werden.

#### Diskretisierungen

Während die diffusiven Terme aus der allgemeinen Transportgleichung (3.1) sowohl in StarCD als auch in Fluent mit einem fest gewählten Schema zweiter Ordnung diskretisiert werden, kann der Anwender für die Diskretisierung der konvektiven



**Abbildung 4.6:** Das Fahrstuhlprinzip

Terme jeweils aus einer Reihe von Verfahren erster, zweiter und zum Teil auch dritter Ordnung auswählen. Dabei können die verschiedenen physikalischen Größen unterschiedlich behandelt werden.

Das in Abschnitt 3.1.1 präsentierte Upwind-Verfahren erster Ordnung steht in beiden Solvern gleichermaßen als Default-Einstellung zur Verfügung. Ist eine höhere Genauigkeit erforderlich, so empfiehlt Fluent (vgl. [10]) die Diskretisierung mit dem Upwind-Verfahren zweiter Ordnung, wohingegen in StarCD (vgl. [6, 7]) zur Verwendung des hausintern entwickelten MARS-Verfahrens geraten wird, obwohl auch hier alternativ ein Upwind-Verfahren zweiter Ordnung angeboten wird. Alle anderen Schemata sind zur Diskretisierung der RANS-Gleichungen (2.11) eher ungeeignet und werden hier deshalb nicht weiter untersucht.

In Fluent stehen zusätzlich verschiedene Optionen für die Druckdiskretisierung bereit. Während das sogenannte Standard-Schema in vielen Fällen gute Ergebnisse liefert, wird für Konfigurationen mit freier Konvektion oder Drallströmungen das PRESTO!-Schema empfohlen (vgl. [10]). Eine erhöhte Genauigkeit kann aber je nach Anwendung auch mit dem Second-Order-Schema erreicht werden. Die StarCD-Handbücher [6, 7] liefern hingegen keinerlei Details, wie die Druckdiskretisierung programmintern realisiert wird.

Einen weiteren interessanten Punkt stellt die Gradientenberechnung an Zellmittelpunkten dar. Sie wird einerseits für die Auswertung von Skalaren und Quelltermen und andererseits für viele Diskretisierungsverfahren höherer Ordnung benötigt. Auch hier bietet Fluent dem Anwender mehrere alternative Möglichkeiten. Im Diskreten ergibt sich nämlich nach dem Satz von Gauß für eine beliebige skalare Größe  $\phi$

$$(\text{grad } \phi)_Z = \frac{1}{\text{vol } V} \sum_f \phi_f \mathbf{n}_f S_f.$$

Die Frage ist nun, wie die Größen  $\phi_f$  bestimmt werden. Ein einfacher Ansatz ist,  $\phi_f$  als Mittelwert der angrenzenden Zellmittelpunktwerte von  $\phi$  zu berechnen. Dieses Vorgehen wird in Fluent als „zellbasierte Gradientenberechnung“ bezeichnet. Für verzerrte Gitter liefert dies jedoch nur eine bedingt gute Approximation. Die „knotenbasierte Gradientenberechnung“ erreicht hingegen eine höhere Genauigkeit, indem sie die Zellmittelpunktwerte zunächst auf die Ecken der Zellen interpoliert und dann hieraus die  $\phi_f$ -Werte durch Mittelwertbildung gewinnt. Sie kann allerdings nicht für allgemeine Polyedernetze verwendet werden. Deshalb steht seit der Fluent-Version 6.3 noch ein drittes Verfahren bereit, das das Problem der Gradientenberechnung auf ein lineares Minimierungsproblem zurückführt und das sich besonders für Polyedernetze eignet.

Für die Zeitdiskretisierung bieten beide Programme sowohl das in Abschnitt 3.1.1 diskutierte implizite Euler-Verfahren als auch ein implizites Verfahren zweiter Ordnung an. Bei Verwendung des dichteasierten Löses kann in Fluent alternativ ein explizites Verfahren gewählt werden, das sich beispielsweise besonders gut für die



Berechnung von Schockwellen eignet. Hier spielt es aber aufgrund seiner rigiden Anforderungen an die Zeitschrittweite und der unten diskutierten Einschränkungen des dichtebasierten Löser keine Rolle.

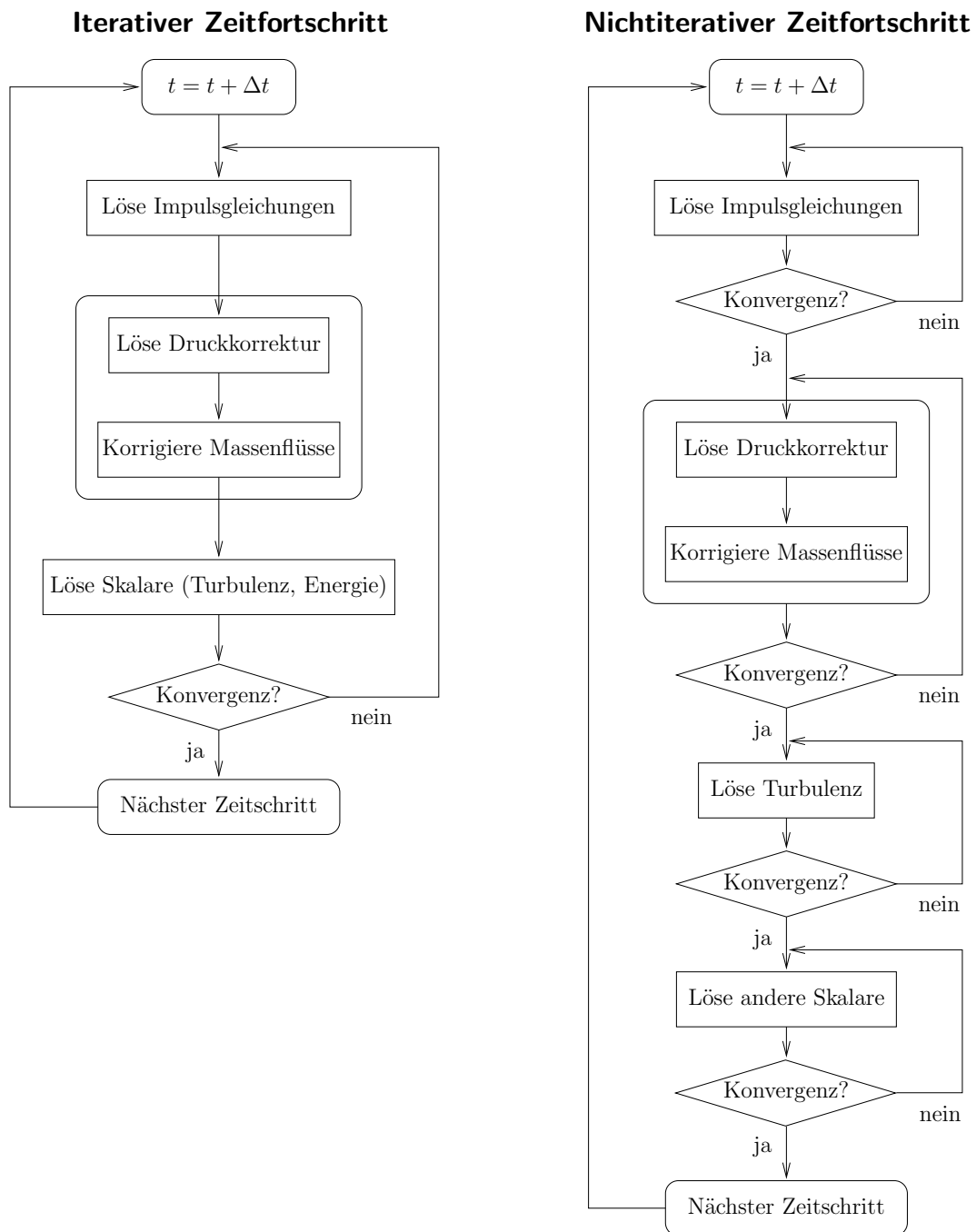
## Lösungsverfahren

Auch bei der Betrachtung der zur Verfügung stehenden Lösungsmethoden stellt man fest, dass Fluent eine größere Auswahl anbietet als StarCD. Neben verschiedenen Druck-Korrektur-Methoden finden sich in Fluent auch dichtebasierte und gekoppelte Verfahren, die sich zwar durch gute Konvergenzeigenschaften, aber auch durch einen erhöhten Speicherbedarf auszeichnen. Hauptnachteil der dichtebasierten Löser in Bezug auf die Trocknersimulation ist jedoch, dass sie nicht mit dem in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Shell-Conduction-Modell kompatibel sind, so dass sie hier nicht weiter untersucht werden.

Beide Programme bieten mit SIMPLE, SIMPLEC/SIMPISO und PISO mehrere alternative Druck-Korrektur-Verfahren an. Für stationäre Probleme empfiehlt sich die Verwendung des schon in Abschnitt 3.1.2 eingeführten SIMPLE-Algorithmus mit einer geeigneten Unterrelaxationsvorschrift, da er eine schnelle Auswertung jeder einzelnen Iteration ermöglicht und da sowieso eine Vielzahl von Iterationen nötig sein werden. Für instationäre Fragestellungen überwiegen häufig die Vorteile des PISO-Algorithmus, der mit Hilfe von einer oder mehreren inneren Iterationen in der Lage ist, eine relativ genaue Druck-Korrektur zu berechnen und deshalb mit geringer Unterrelaxation und wenigen äußeren Iterationen auskommt. Allerdings verhält er sich bei Netzen von minderer Qualität nicht ganz so stabil wie der instationäre SIMPLE-Algorithmus, der in StarCD aber erst seit der Version 4.0 zur Verfügung steht. Eine Art Kompromiss zwischen SIMPLE und PISO stellen SIMPLEC in Fluent bzw. SIMPISO in StarCD 3.2 dar.

Beim instationären PISO-Verfahren muss man zwischen dem iterativen und dem nichtiterativen Zeitfortschritt unterscheiden. Die Ablaufschemata beider Methoden sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Beim iterativen Zeitfortschritt wird innerhalb jedes Zeitschrittes die gesamte Druck-Korrekturschleife mehrfach durchlaufen, bis das Konvergenzkriterium für alle Variablen erfüllt ist. Dadurch werden die Nichtlinearitäten und Kopplungen im System voll berücksichtigt. Das nichtiterative PISO-Verfahren verzichtet hingegen auf die exakte Erfassung der Nichtlinearitäten und löst in jedem Zeitschritt die einzelnen Gleichungen der Reihe nach unter Verwendung der bereits berechneten Funktionswerte. Dabei wird das Konvergenzkriterium so gewählt, dass der durch die Vereinfachungen eingeschleppte Fehler von zweiter Ordnung ist und somit die resultierende Gesamtfehlerordnung nicht verschlechtert. Insgesamt führt dieses Vorgehen zu einer deutlichen Reduzierung der Rechenzeit.

In StarCD ist für den instationären PISO-Algorithmus nur ein nichtiterativer Zeitfortschritt implementiert, während in Fluent zwar grundsätzlich beide Methoden zur Verfügung stehen, aber nur der iterative Zeitfortschritt mit den Strahlungsmodellen



**Abbildung 4.7:** Ablaufschemata des iterativen und des nichtiterativen PISO-Verfahrens (vgl. [10])

kompatibel ist. Allerdings kann in StarCD die Lösung der einzelnen Gleichungen mit Ausnahme der Druck-Korrektur nicht unterrelaxiert werden, was insbesondere bei großen Zeitschrittweiten zu Stabilitätsproblemen führen kann (vgl. Abschnitt 5.3.2).

Der mathematische Lösungsprozess wird in beiden Programmen mit Hilfe eines algebraischen Mehrgitterverfahrens umgesetzt. Als linearen Gleichungslöser verwendet StarCD dabei ein spezielles Konjugierte-Gradienten-Verfahren und Fluent ein ILU-Verfahren. Obwohl in beiden Programmen prinzipiell die Möglichkeit besteht, die voreingestellten Solverparameter zu verändern, ist dies normalerweise nicht empfehlenswert.

### 4.3.3 Parallelisierung

Bei dreidimensionalen Strömungsberechnungen lohnt sich aufgrund des großen Rechenaufwands fast immer der Einsatz von parallelen Rechnerarchitekturen. Im Rahmen dieser Arbeit kam ein Cluster mit 23 Rechenknoten, die mit Dual-Xeon-Prozessoren mit 3,06 GHz ausgestattet sind, zum Einsatz. Bei der Entscheidung, ob sich die Parallelisierung für ein spezielles Problem lohnt und wie viele Partitionen ideal wären, spielt aber neben der Leistungsfähigkeit der einzelnen Prozessoren und der mathematischen Charakteristik des Problems auch die Speicherausstattung und die Kommunikationsgeschwindigkeit der einzelnen Prozessoren miteinander eine entscheidende Rolle.

Für eine parallele Simulation auf  $N$  Prozessoren muss das bestehende Volumennetz zunächst in  $N$  Teile zerlegt werden. Dann wird für jedes Teilgebiet separat das Lösungsverfahren gestartet, wobei die Einhaltung der Randbedingungen an den Partitions Grenzen durch Datenaustausch zwischen den einzelnen Prozessoren sichergestellt wird. Für die Wahl der Partitionierung ist es also wichtig, dass einerseits die verschiedenen Prozessoren gleich stark ausgelastet werden und dass andererseits die auszutauschenden Datenmengen auf ein Minimum reduziert werden. In dieser Hinsicht liefert das von der University of Minnesota und dem Army HPC Research Center als Open-Source-Code bereitgestellte Metis-Verfahren (vgl. Referenz in [10]) beinahe optimale Ergebnisse, da es eine Partitionierung berechnet, bei der alle Partitionen dieselbe Zellenzahl enthalten und bei der die Schnittstellen minimale Größe haben. Nur in Ausnahmefällen ist es besser, eine andere Partitionierung zu wählen, beispielsweise wenn die automatisch berechneten Partitions Grenzen an einer ungeschickten Stelle liegen, wenn neben den rechenintensiven Fluidzellen auch eine große Anzahl an Solidzellen involviert sind oder wenn gewisse numerische Modelle eine spezielle Partitionierung erfordern.

Eine Metis-Unterteilung kann sowohl in Fluent als auch in StarCD berechnet werden. Alternativ bietet Fluent die Berechnung einer gleichmäßigen Unterteilung mit Hilfe von Schnitten bezüglich verschiedener Koordinatensysteme an. In StarCD ist dies so nicht möglich, aber dafür kann das Volumennetz dort manuell vom Anwender in sogenannte „Cell Sets“ zerlegt werden. Der Lösungsprozess selbst wird in kom-

merziellen Solvern vollautomatisch parallelisiert und erfordert keine Eingaben des Anwenders.

## 5 Modellbildung anhand einfacher Geometrien

Mit den physikalischen und numerischen Grundlagen aus Kapitel 2 und 3 und den Erläuterungen zur verwendeten Software aus Kapitel 4 ist der Grundstein für die Trocknersimulation gelegt. Dennoch ist es allein mit diesen Informationen noch nicht möglich zu sagen, wie das konkrete Vorgehen auszusehen hat, welche Modelle im Idealfall zu verwenden sind oder wie groß der damit verbundene Aufwand sowie die Modellierungsfehler sind. Auch was die Wahl der Software anbelangt, so wurden in Kapitel 4 zwar gewisse Vor- und Nachteile der Programmpakete Fluent und StarCD identifiziert, aber eine Entscheidung kann zu diesem Zeitpunkt noch nicht gefällt werden.

Letztendlich macht es in so einer Situation immer Sinn, die Modellbildung und die damit verbundene prinzipielle Vorgehensweise zunächst anhand von mehreren einfachen Geometrien herauszuarbeiten und zu validieren, bevor man sie auf komplexere Konfigurationen anwendet. Das hat neben der für Vergleichsrechnungen enorm wichtigen Reduktion der Bearbeitungs- und Rechenzeit den zusätzlichen Vorteil, dass man bei überschaubaren Beispielen eher in der Lage sein wird, die Ursachen für Fehler und Probleme zu lokalisieren und entsprechende Modifikationen vorzunehmen. Des Weiteren vereinfacht sich auch die Durchführung von Experimenten, die zur Validierung von Simulationsergebnissen unverzichtbar sind.

### 5.1 Betrachtete Beispiele

Im Rahmen dieser Arbeit dienen verschiedene Beispiele zur Bewertung von Modellierungen. Sie unterscheiden sich einerseits durch ihre Komplexität, andererseits werden aber auch verschiedene Effekte in den Vordergrund gestellt. Dazu kommt stets ein umfassender Abgleich mit bereits vorhandenen Erkenntnissen aus der Fachliteratur oder aus firmeninternen Forschungsprojekten. Die betrachteten Geometrien sollen hier vorgestellt werden, bevor es in den nächsten Abschnitten um die Strategien zu ihrer Vernetzung und um die Modellbildung geht.

### 5.1.1 Wärmeübertragung beim Prallstrahl

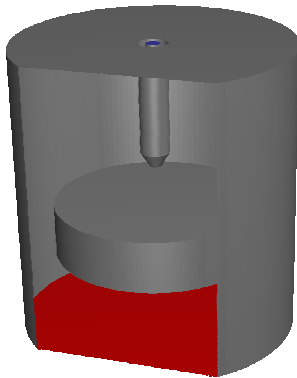
Bei konvektionsgetriebenen Düsentrocknern, wie sie in dieser Arbeit betrachtet werden, spielt die Wärmeübertragung durch Prallstrahlen eine große Rolle. Leider sind jedoch Zweigleichungs-Turbulenzmodelle aufgrund der in ihnen enthaltenen Isotropieannahmen nur eingeschränkt in der Lage, die Strömungsverhältnisse in der Nähe des Staupunkts zu beschreiben. Folglich ist auch nicht zu erwarten, dass die Wärmeübertragung von Prallstrahlen mit einem Zweigleichungsmodell exakt berechnet werden kann.

Andererseits bieten Zweigleichungsmodelle enorme Vorteile gegenüber höherwertigen Turbulenzmodellen, wenn es um die numerische Stabilität und die erforderliche Rechenzeit geht, und sind deshalb häufig die einzige praxistaugliche Alternative. Deshalb ist es das Ziel aktueller Forschung, auch die Wärmeübertragung im Staupunktbereich eines Prallstrahls möglichst gut mit Zweigleichungsmodellen darstellen zu können. In Vieser, Esch, Menter [35] wird beispielsweise anhand mehrerer Beispiele gezeigt, wie durch Weiterentwicklung von Zweigleichungs-Turbulenzmodellen und der dazugehörigen Wandbehandlung die Vorhersage der Wärmeübertragung auch für Prallstrahlen deutlich verbessert werden kann.

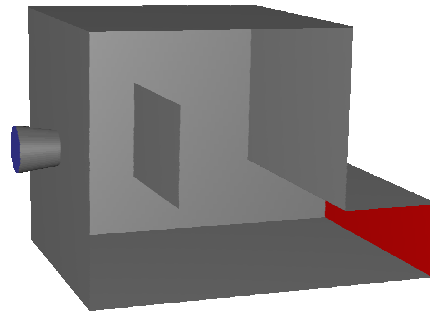
Auch Hofmann [14] beschäftigt sich in seiner Dissertation mit der Wärmeübertragung beim Prallstrahl. Eine Skizze seines Versuchstands findet sich in Abbildung 5.1. In diesem Fall strömt kalte Luft durch ein senkrechtes Rohr ein und trifft auf eine beheizte Prallplatte mit konstanter Temperatur. Die Arbeit ist größtenteils experimentell ausgerichtet und enthält eine Vielzahl von Messdaten. Diese sollen hier zu Vergleichen mit Simulationsergebnissen herangezogen werden. Im Gegensatz zu den in der Arbeit von Hofmann aufgeführten numerischen Berechnungen wird die Geometrie dabei trotz ihrer Rotationssymmetrie dreidimensional dargestellt, um die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf die Trocknersimulation sicherzustellen. Problematisch bleibt jedoch, dass keine Erkenntnisse über die Genauigkeit der Messungen vorliegen und dass Hofmann alle Ergebnisse ausschließlich in der dimensionslosen Form darstellt, ohne die gewählten Referenzgrößen zu nennen.

### 5.1.2 Simulation der Aufheizung ebener Bleche

Die ersten Arbeiten, die bei DaimlerChrysler und bei der Inpro GmbH im Rahmen des gemeinsamen Forschungsprojekts zur Trocknersimulation durchgeführt wurden, befassen sich mit der Simulation der Aufheizung von ebenen Stahlblechen in Labor- und Technikumstrockern (vgl. Meißner [20, 21], Paterson [25]). In allen Fällen handelt es sich um Düsentrockner, in denen der konvektive Wärmetransport gegenüber Strahlungseffekten überwiegt. Um die Simulationen mit verschiedenen Netzen und Modellierungen, die einen ersten Eindruck über die Komplexität und Verlässlichkeit der Trocknersimulation geben, detailliert bewerten zu können, wurde dabei stets großer Wert auf eine genaue Vermessung der Strömungs- und Temperaturverhältnisse



**Abbildung 5.1:**  
Versuchsstand von Hofmann



**Abbildung 5.2:**  
Geometrie des vereinfachten Testfalls

se im Trockner sowie die experimentelle Bestimmung des Aufheizverhaltens einzelner Messpunkte auf dem Blech gelegt. Genauer zu den verwendeten Messverfahren findet sich in Anhang A dieser Arbeit sowie in Hecht [12].

Um diese Arbeiten zu ergänzen, wurde ein vereinfachter Testfall entwickelt, der von Lückmann [19] ausführlich untersucht wurde. Dabei wird ein ebenes Blech der Größe  $20\text{ cm} \times 30\text{ cm}$  von einem einzigen, senkrecht auftreffenden Düsenstrahl aufgeheizt (vgl. Abbildung 5.2). Der Trocknerinnenraum hat dabei das Volumen  $50\text{ cm} \times 50\text{ cm} \times 50\text{ cm}$ , der Abstand Düse–Blech beträgt  $20\text{ cm}$ . Als Randbedingungen wurden für alle Trocknerwände die konstante Temperatur  $380\text{ K}$ , für die Düsengeschwindigkeit  $3\frac{\text{m}}{\text{s}}$  und für die Düsentemperatur  $400\text{ K}$  gewählt. Die Anfangstemperatur des Bleches liegt bei  $300\text{ K}$ , die Materialeigenschaften und die Dicke des Bleches wurden in den meisten Simulationen als Stahl (Defaultwerte aus Fluent-Database) und  $1\text{ mm}$  angenommen. Der Vorteil dieser Konfiguration gegenüber den oben angesprochenen ist, dass sie einerseits alle wesentlichen dort auftretenden Effekte enthält, andererseits aber aufgrund ihrer Einfachheit schneller und mit einer geringeren Zellenzahl zu vernetzen ist und somit in vernünftiger Zeit eine Vielzahl von Variationen berechnet werden kann. Da es sich jedoch um eine rein virtuelle Konstruktion mit frei schwebendem Blech handelt, liegen natürlich keine Messwerte vor. Vielmehr dient dieser Fall ausschließlich zum Vergleich von verschiedenen Simulationen miteinander.

### 5.1.3 Dummy-Karosse im Technikumstrockner

Um die geometrische Komplexität um eine Stufe zu erhöhen, wurde von Hecht [12] eine Dummy-Karosse ( $L \times B \times H = 120\text{ cm} \times 80\text{ cm} \times 100\text{ cm}$ ) in einem Technikumstrockner ( $L \times B \times H = 175\text{ cm} \times 200\text{ cm} \times 180\text{ cm}$ ) experimentell untersucht (vgl. Abbildung 5.3). Auf dem Foto sieht man rechts die Düsen des Trockners, durch



**Abbildung 5.3:** Versuchsaufbau – Dummy-Karosserie im Technikumstrockner (aus [21])

die die heiße Luft mit regelbarer Geschwindigkeit und Temperatur einströmt, links unten befindet sich der Luftauslass. Die Dummy-Karosserie selbst besteht aus 1 mm dicken Stahlblechen, die auf ein Skelett aus Rechteckprofilen aufgeschweißt wurden<sup>1</sup>. Die wesentlichen Unterschiede zu den ebenen Blechen aus dem vorangegangenen Abschnitt 5.1.2 sind also, dass die unterschiedlichen Bereiche auf dem Objekt sehr unterschiedlichen Strömungsverhältnissen ausgesetzt sind und dass entlang der Rechteckprofile eine erhöhte Masse vorliegt. Die Dummy-Karosserie wurde zu Beginn des Experiments mittig im Trockner auf einem Gestell platziert. Vorher wurden 38 Thermoelemente zur Messung von Aufheizkurven aufgebracht.

Meißen verwendete in [21, 22] das Fluent-Softwarepaket zur Untersuchung dieses Beispiels. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dasselbe Beispiel vergleichend mit StarCD analysiert.

## 5.2 Geometrieerstellung und Vernetzung

Während die Geometrieerstellung in diesen geometrisch einfachen Fällen keine nennenswerten Schwierigkeiten bereitet und direkt in einem CFD-Netzgenerierungstool erfolgen kann (z. B. Gambit, Stardesign), muss man sich über die Vernetzung einige Gedanken machen.

---

<sup>1</sup>Es wird im Folgenden vereinfachend angenommen, dass zwischen den Rechteckprofilen und den aufgeschweißten Blechen ein perfekter Kontakt besteht.

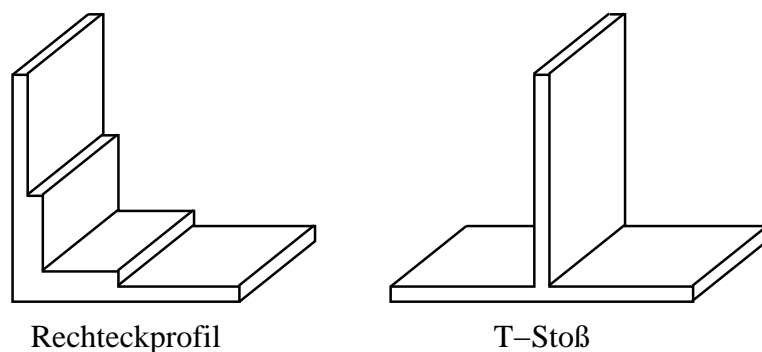


### 5.2.1 Auflösung des Bleches

Wie bereits in Abschnitt 4.2.2 diskutiert wurde, stellt Fluent mit dem Shell-Conduction-Modell ein zusätzliches Modell bereit, das zur Modellierung von Blechen geeignet erscheint. Will man dieses Modell verwenden, so muss dies natürlich schon bei der Geometrieerstellung berücksichtigt werden, indem das Blech dort als zweidimensionales Objekt definiert wird. Daraus resultiert eine leichte Veränderung der realen Geometrie, die aber bei praxisrelevanten Konfigurationen, bei denen das aufzuheizende Objekt ohnehin nicht millimetergenau im Trockner platziert wird, als irrelevant einzustufen ist.

Andernfalls muss das Blech für eine Aufheizberechnung dreidimensional mit Solidzellen aufgelöst werden. Im Fall eines einzelnen ebenen Bleches kann dies durch eine oder mehrere Prismenschicht(en) geschehen, deren Gesamtdicke gerade der Blechdicke entspricht. Enthält die Geometrie aber wie im Fall der Dummy-Karosse Stellen, an denen sich die Blechdicke ändert oder an denen mehrere Bleche aufeinandertreffen, so ist nicht mehr offensichtlich, wie hier die Prismenschichten der verschiedenen Teilbleche ineinander übergehen sollen (vgl. Abbildung 5.4) und die automatische Netzgenerierung schlägt fehl. Vernetzt man eine solche Geometrie hingegen mit Tetraedern, so werden aufgrund der Kombination aus geringer Blechdicke und großer lateraler Ausdehnung entweder sehr viele oder sehr schlechte Zellen erzeugt, die bei der numerischen Berechnung zu Stabilitätsproblemen führen können. Insgesamt stellt man also fest, dass die Vernetzung mit Solidzellen insbesondere bei komplexeren Geometrien zu deutlichen Nachteilen gegenüber der Vernetzung mit Shells führt.

Die Genauigkeit des Shell-Conduction-Modells wird von Lückmann in [19] untersucht, indem er für den Testfall aus Abschnitt 5.1.2 die Modellierung des Bleches variiert. Im ersten Fall wird für das Blech das Shell-Conduction-Modell verwendet, im zweiten Fall wird es durch eine Schicht Prismen aufgelöst, im dritten Fall werden



**Abbildung 5.4:** Skizze von problematischen Stellen bei der Vernetzung der Dummy-Karosse mit prismatischen Solidzellen

drei Prismenschichten gleicher Dicke erzeugt. Nur im dritten Fall ist es also möglich, den über die Blechdicke hinweg herrschenden Temperaturgradienten korrekt aufzulösen, der jedoch bei dünnen Stahlblechen aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit von Stahl verschwindend gering ist. Man stellt außerdem fest, dass sich die Berechnungsergebnisse für die drei Fälle nur minimal unterscheiden, wenn die Vernetzung des Strömungsvolumens und die Modellierung aller sonstigen Effekte unverändert bleibt. Wird die Vernetzung oder Modellierung hingegen verändert, so schlägt sich dies in allen drei Fällen gleichermaßen nieder. Man kann also festhalten, dass bei Verwendung des Shell-Conduction-Modells eine genauso hohe Ergebnisqualität zu erwarten ist wie bei einer dreidimensionalen Auflösung von dünnen Blechen.

### 5.2.2 Einfluss von prismatischen Grenzschichten

Wie in Abschnitt 4.1.2 diskutiert wurde, stellt die Erzeugung von Prismenschichten um ein mit dem Shell-Conduction-Modell modelliertes Bauteil ein prinzipielles Problem dar, da an den Blechkanten eine geometrische Singularität vorliegt. Bei einfachen Geometrien kann jedoch durch das Einführen von Hilfsflächen bei der Vernetzung erreicht werden, dass die Prismenschichten nicht an den Blechkanten enden, sondern bis zum Rand des Strömungsvolumens weiterlaufen. Ein solches Beispiel findet sich in Abbildung 5.5 für den Testfall aus Abschnitt 5.1.2. Man erkennt deutlich den Bereich der feinen Prismenschichten, die über das Blech hinweg von einem Rand des Strömungsgebietes bis zum gegenüberliegenden Rand laufen.

Andererseits ist die Erzeugung von Prismenschichten auch im Fall einer mit Solidzellen vernetzten Geometrie nicht ganz unproblematisch, da das Oberflächennetz entlang der Blechkanten Zellen aufweisen wird, die umso verzerrter sein werden, je größer die Seitenlängen der Solidzellen gewählt wurden. Entscheidet man sich hingegen für relativ kleine Solidzellen mit einer Abmessung in der Größenordnung der Blechdicke, so pflanzt sich die für die Vernetzung erforderliche große Zellenzahl im Solidbereich durch alle Prismenschichten hindurch fort.

Wie in Abschnitt 4.2.1 diskutiert wurde, haben die Prismenschichten je nach verwendetem Turbulenzmodell einen mehr oder weniger großen Einfluss auf die Ergebnisqualität. Wessels [37] zeigt eindrucksvoll, wie das in StarCD implementierte Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell (High-Reynolds-Version) bei  $y^+ \approx 10$  versagt und die Wärmeübergangskoeffizienten deutlich zu groß vorhersagt, während es für  $y^+ \approx 30$  verlässliche Werte liefert. Hier hätte entweder eine Anpassung des Netzes im Bereich der kleinen  $y^+$ -Werte oder die Verwendung eines flexibleren Turbulenzmodells, das auch mit kritischen  $y^+$ -Werten umgehen kann, weitergeholfen.

Auch für Turbulenzmodelle, die eine hochaufgelöste Grenzschicht erforderlich machen, gilt sinngemäß dasselbe. Ein Beispiel findet sich in Abbildung 5.6. Hier wurde die Prallstrahlkonfiguration von Hofmann mit  $Re = 34000$  und  $z/D = 5$  ( $z$ : Abstand Düse-Platte,  $D$ : Düsendurchmesser) für verschiedene Netze simuliert und die sich ergebende Nußelt-Zahl  $Nu$  (sie ergibt sich durch Normierung des Wärmeübergangs-

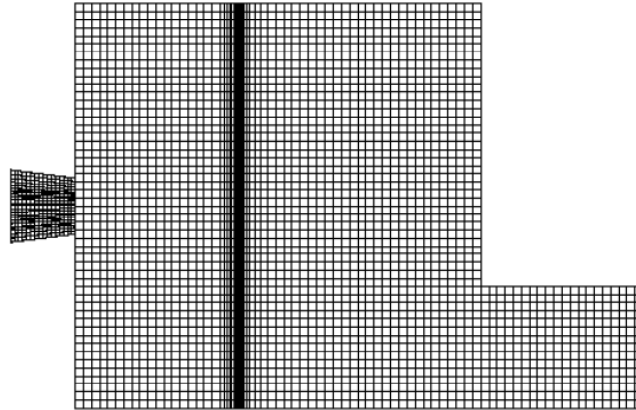


Abbildung 5.5: Schnitt durch ein Hexaedernetz mit Prismenschichten

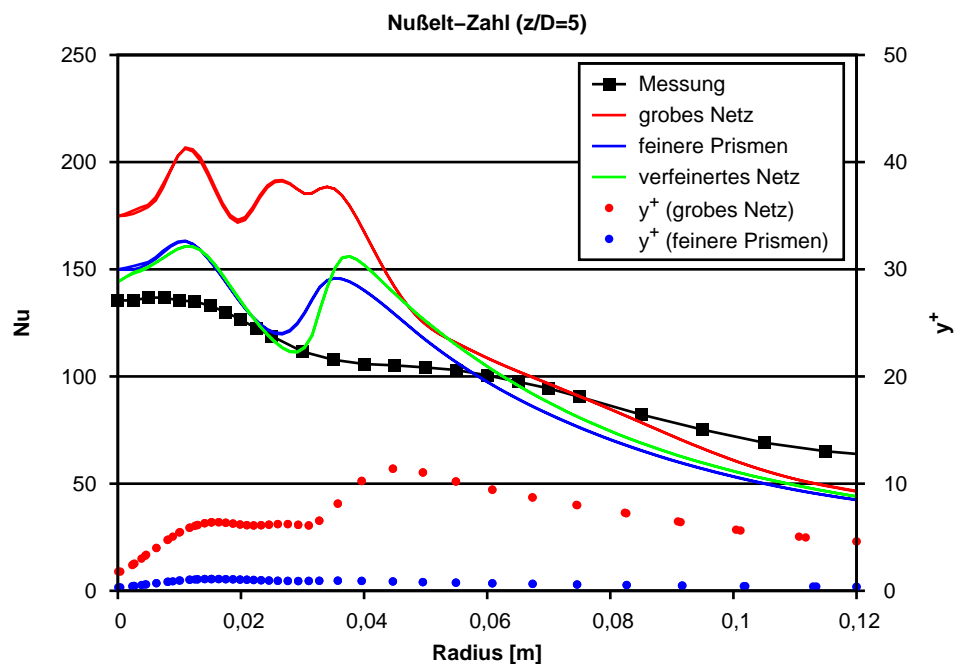


Abbildung 5.6: Berechnung der Nußelt-Zahl im Staupunkt – Variation des Netzes

koeffizienten) sowie die  $y^+$ -Werte gegenüber dem Radius der Prallplatte aufgetragen. Beim ersten Hexaedernetz („grobes Netz“) ergeben sich  $y^+$ -Werte in der Größenordnung 5–10, die für das gewählte Turbulenzmodell  $k-\omega$ -SST mit der Zusatzoption „Transitional Flows“ zu groß sind. Nach der Verfeinerung der Prismenschichten unter Beibehaltung des Netzes im Strömungsinnen („feinere Prismen“) liegen die  $y^+$ -Werte im richtigen Bereich und das simulierte Ergebnis ändert sich vor allem für kleine Radien merklich. Eine weitere Simulation mit global verfeinertem Netz („verfeinertes Netz“) zeigt, dass nun eine gewisse Netzunabhängigkeit erreicht werden konnte.

### 5.2.3 Struktur des Netzes im Strömungsinnen

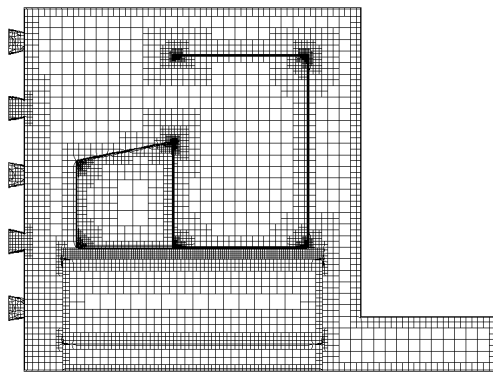
Nachdem die verschiedenen Ansätze zur Vernetzung des Bauteils und der prismatischen Grenzschichten diskutiert wurden, wird in diesem Abschnitt die Vernetzung des inneren Bereichs des Strömungsvolumens behandelt. Geometrische Bereiche, in denen eine klare Hauptströmungsrichtung besteht, sollten generell mit in Strömungsrichtung ausgerichteten Hexaedern vernetzt werden, da hierdurch die numerische Diffusion auf ein Minimum beschränkt wird. In der Trocknersimulation finden sich solche Bereiche vor allem in der Nähe der Düsen, während die Luft in der Nähe des Bauteils normalerweise ziemlich verwirbelt ist und keiner eindeutigen Richtung folgt.

Die numerische Diffusion lässt sich bei Beispielen, die mit Tetraedernetzen berechnet wurden, gut erkennen. Man sieht in Abbildung 5.7, wie sich der Düsenstrahl auf dem Tetraedernetz (rechts) aufweitet und fransig wird. Die Eindringtiefe des Strahls in das Volumen reduziert sich dadurch im Vergleich zum Trimmed-Cell-Netz. Bei beiden Berechnungen wurden dieselben Modelle und Randbedingungen gewählt, aus Stabilitätsgründen kam ein Upwind-Verfahren erster Ordnung zur Diskretisierung aller Strömungsgrößen zur Anwendung. Bei Verwendung eines Diskretisierungsverfahrens höherer Ordnung oder bei Verwendung eines feineren Netzes kann die numerische Diffusion allerdings nur teilweise eingedämmt werden. Aus demselben Grund sollten auch nichtkonforme Gitterübergänge im Bereich der Düsenstrahlen vermieden werden – ein Gegenbeispiel ist das Beispiel aus Abbildung 5.5.

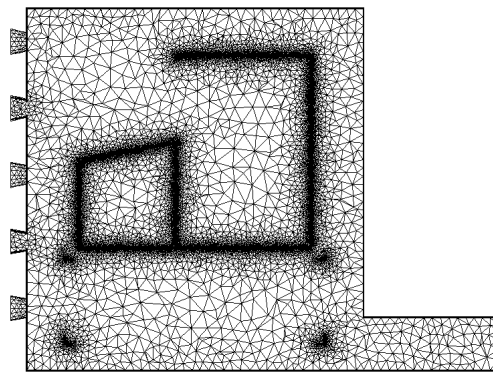
Ein weiterer Punkt, der bei der Vernetzung des Strömungsvolumens beachtet werden sollte, ist, dass in Bereichen mit großer Strömungsgeschwindigkeit keine allzu flachen Zellen entstehen, da sonst die zellweise definierte Courant-Zahl leicht zu groß wird. Sie ergibt sich aus dem Verhältnis der gewählten Zeitschrittweite zu der charakteristischen Zeit, die das strömende Medium in dieser Zelle verbringt, als

$$\frac{\Delta t}{\Delta x_{\text{Zelle}}/v_{\text{Zelle}}},$$

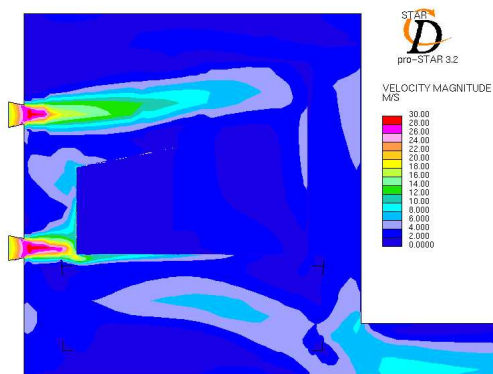
wobei  $\Delta x_{\text{Zelle}}$  in Strömungsrichtung zu interpretieren ist, und sollte auch für implizite Zeitdiskretisierungen die Größenordnung 100 nicht überschreiten, da bei zu großen



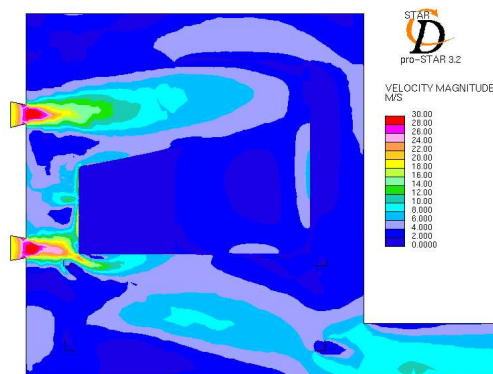
Trimmed-Cell-Netz (~ 4 Mio. Zellen)



Tetraedernetz (~ 8 Mio. Zellen)



Geschwindigkeitsfeld



Geschwindigkeitsfeld

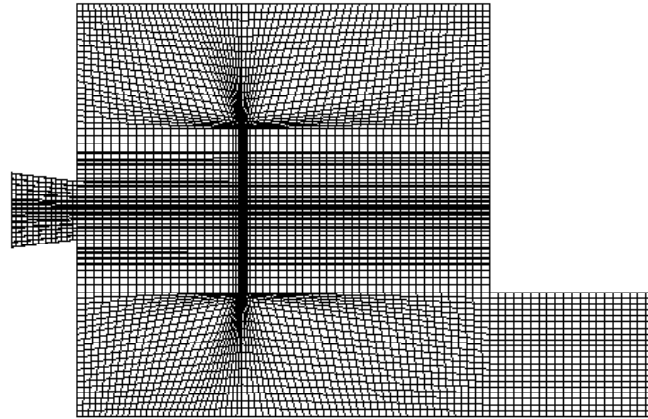
**Abbildung 5.7:** Numerische Diffusion im Bereich des Düsenstrahls

Zeitschrittweiten aufgrund der vielen Nichtlinearitäten und Kopplungen im System Instabilitäten auftreten können (vgl. [7, 10]). Bei Berechnungen mit dem Netz aus Abbildung 5.5 stellt man fest, dass neben dem Blech, wo die Prismenschichten durch das Strömungsinere bis zum Rand weiterlaufen, sehr große Courant-Zahlen auftreten, die vor allem bei höherwertigen numerischen Verfahren zu Instabilitäten führen. Ein verbessertes Netz für dieselbe Geometrie zeigt Abbildung 5.8. Obwohl in Blechnähe dieselbe Prismenschichtdicke und -anzahl gewählt wurde wie zuvor und die Schichten nach wie vor von einem Rand zum anderen laufen, wird die Courant-Zahl der Zellen verkleinert, indem die Schichten neben dem Blech aufgefächert werden. Zusätzlich wird die laterale Ausdehnung der Prismen neben dem Blech verkleinert, indem auch in der Richtung senkrecht zum Blech eine fächerförmige Struktur aufgeprägt wird. Des Weiteren wurde auf den bereits angesprochenen nichtkonformen Gitterübergang im Einströmbereich verzichtet. Insgesamt konnte durch dieses neue Netz das numerische Verhalten deutlich verbessert werden.

Für kompliziertere Geometrien wird es immer schwieriger und aufwändiger, diese verschiedenen Richtlinien zu befolgen. In [22] stellt Meißner ein Hexaedernetz für die mit dem Shell-Conduction-Modell vernetzte Dummy-Karosserie vor, das allerdings nicht ohne einen nichtkonformen Gitterübergang im Einströmbereich auskommt. Da die Geometrie bei der Verwendung von Solidzellen für die Auflösung der Bleche noch diffiziler ist, müssen in diesem Fall weitere Einschränkungen gemacht werden (vgl. Netze aus Abbildung 5.7). Hier war die Qualität des automatisch generierten Trimmed-Cell-Netzes in manchen Bereichen so schlecht, dass nicht alle notwendigen Berechnungen stabil zu Ende geführt werden konnten, und es waren einige nichtkonforme Gitterübergänge im Strömungsineren erforderlich. Insbesondere ist dabei auch der Übergang Fluid–Solid nichtkonform. Hingegen weist das vorgestellte Tetraedernetz zwar eine bessere Zellqualität auf und ist vollständig konform, jedoch ist es trotz einer geringeren Zahl von Prismenschichten wesentlich größer und zeigt die dargestellten numerischen Schwächen.

### 5.3 Diskretisierung und Zeitabhängigkeit

Bereits aus den Erläuterungen der Abschnitte 3.1.1 und 4.3.2 ergibt sich, dass Diskretisierungsverfahren höherer Ordnung grundsätzlich eine verbesserte Genauigkeit liefern, die allerdings durch eine geringere Stabilität und eine höhere Rechenzeit erkauft werden muss. Wie im Fall der Vernetzungsproblematik muss auch hier ein brauchbarer Kompromiss zwischen Aufwand und Genauigkeit gefunden werden. Obwohl dafür natürlich jede Konfiguration für sich betrachtet werden muss, soll hier sowohl für die räumliche als auch für die zeitliche Diskretisierung eine Vorgehensweise dargestellt werden, die sich in der Trocknersimulation bewährt hat.



**Abbildung 5.8:** Schnitt durch ein verbessertes Hexaedernetz mit Prismenschichten

### 5.3.1 Räumliche Diskretisierungsverfahren

Für die räumliche Genauigkeit der Berechnung ist einerseits das zugrundeliegende Netz und andererseits die Art der Diskretisierung der verschiedenen Terme in der Transportgleichung (3.1) verantwortlich. Wie in Abschnitt 4.3.2 diskutiert wurde, stehen dem Anwender in den hier verwendeten Programmpaketen Fluent und StarCD für die Diskretisierung der konvektiven Terme verschiedene Verfahren zur Verfügung. Zusätzlich gibt es in Fluent mehrere Möglichkeiten zur Diskretisierung von Gradienten. Beide Punkte werden im Folgenden anhand der vorgestellten Beispiele näher untersucht.

#### Verfahren erster und zweiter Ordnung

Da die Geschwindigkeit nichtlinear in die Navier-Stokes-Gleichungen eingeht, ist es besonders wichtig, dass sie so genau wie möglich berechnet wird. Als transportierende Größe hat sie stets einen entscheidenden Einfluss auf die resultierende Verteilung der anderen Strömungsgrößen. Wenn sie also nur relativ ungenau berechnet wird, so kann auch mit einer guten Diskretisierung der anderen Strömungsgrößen keine hohe Genauigkeit des Gesamtergebnisses erzielt werden. Umgekehrt hat die Genauigkeit der Berechnung der Turbulenz- und Energiegrößen einen wesentlich geringeren Einfluss auf die Ergebnisqualität.

Generell sollte man immer zunächst versuchen, mit Diskretisierungen zweiter Ordnung (MARS in StarCD, Second-Order-Upwind in Fluent) für alle Größen zu rechnen. Bei komplizierteren Netzen stellt man in der Praxis aber häufig fest, dass sich daraus unabhängig von der Wahl der Unterrelaxationsfaktoren ein instabiles Verfahren ergibt. Da diese Instabilität oft von der Turbulenzberechnung herrührt, ist

es sinnvoll, in einem solchen Fall die Diskretisierung der Turbulenzgrößen mit einem Verfahren erster Ordnung zu realisieren, womit ein nicht allzu großer Genauigkeitsverlust einhergeht. Wenn nun immer noch kein stabiles Verfahren erreicht werden kann, sollte im nächsten Schritt die Netzqualität genauer analysiert und gegebenenfalls verbessert werden. Eine Reduktion der Genauigkeitsordnung für die Geschwindigkeit ist hingegen aus den oben erläuterten Gründen unbedingt zu vermeiden, während eine Änderung der Energiediskretisierung normalerweise keinen relevanten Einfluss auf die Stabilität hat.

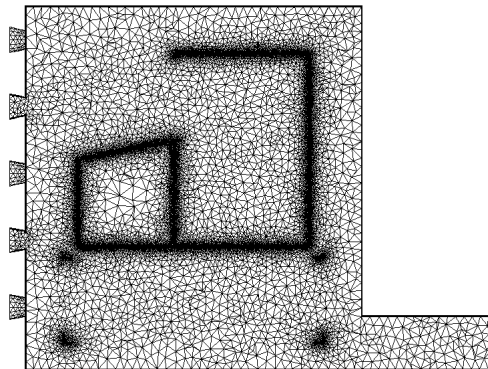
Bei der Durchführung von stationären Berechnungen stellt man fest, dass Verfahren zweiter Ordnung selbst bei einer großen Anzahl von Iterationen zu einer weniger guten Konvergenz führen als Verfahren erster Ordnung. Das macht sich durch höhere Residuen und ein permanentes Schwanken der Strömungsgrößen um einen charakteristischen Mittelwert bemerkbar. Dieser Sachverhalt darf aber nicht als numerisches Problem missverstanden werden. Vielmehr machen sich hier durch die höhere Genauigkeit des Verfahrens die in der Realität vorhandenen instationären Effekte (vgl. Abschnitt 5.3.2) auch bei der Berechnung einer stationären Lösung bemerkbar, während diese bei Verfahren erster Ordnung durch die numerische Diffusion stark gedämpft werden. Ein Beispiel findet sich in Abbildung 5.9. Um die numerische Diffusion zu reduzieren, wurde hier die Dummy-Karosse im Technikumstrockner mit einem im Vergleich zu Abbildung 5.7 auf Seite 71 etwas feineren Tetraedernetz vernetzt. Dann wurde wieder mit denselben Randbedingungen eine stationäre Lösung berechnet, jedoch wurde diesmal das MARS-Verfahren zur Diskretisierung der Geschwindigkeit verwendet. Man erkennt bei Betrachtung der vertikalen und horizontalen Schnitte durch das Strömungsfeld im Trockner, dass die Lösung nach 4300 Iterationen (links) zwar auf den ersten Blick jener nach 5407 Iterationen (rechts) ähnelt, aber dass sie sich dennoch im Detail unterscheiden. Sowohl die Düsenstrahlen als auch die Bereiche mit sehr niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten unterliegen einer gewissen Bewegung. Eine „echte“ Konvergenz des stationären Lösungsverfahrens kann also auch bei einer hohen Anzahl von Iterationen nicht erreicht werden.

### **Berechnung von Gradienten**

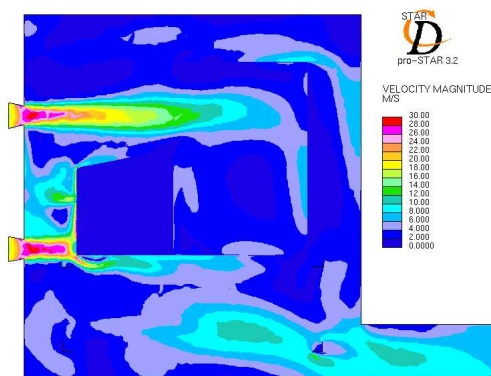
In Fluent stehen zusätzlich zu den angesprochenen Diskretisierungsverfahren die in Abschnitt 4.3.2 diskutierten Möglichkeiten zur Gradientenberechnung zur Verfügung. Man stellt bei Praxistests zunächst fest, dass die knotenbasierte Gradientenberechnung aufgrund der komplizierteren Berechnungsvorschrift eine etwas höhere Rechenzeit als die zellbasierte in Anspruch nimmt und dass sie numerisch weniger stabil ist. So konnte beispielsweise das Negativbeispiel aus Abbildung 5.5 nur mit der zellbasierten Gradientenberechnung stabil diskretisiert werden, während sich das verbesserte Netz aus Abbildung 5.8 in beiden Fällen unproblematisch verhielt.

Da es sich um ein sehr regelmäßiges Hexaedernetz mit hochauflösender Prismengrenzschicht handelt, konnte in diesem Fall kein Unterschied im Ergebnis ausgemacht

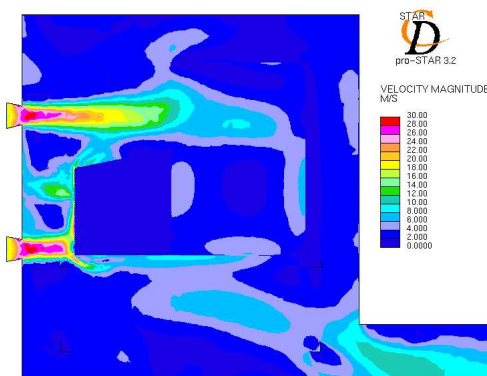




verfeinertes Tetraedernetz



4300 Iterationen



5407 Iterationen

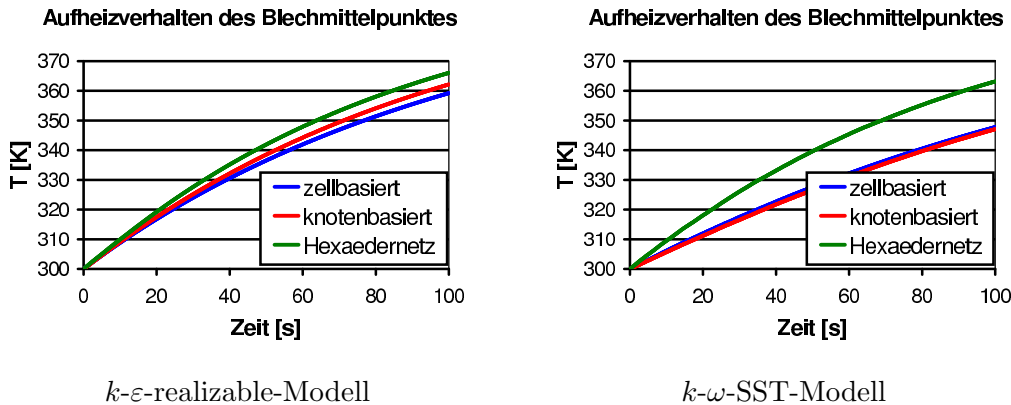
**Abbildung 5.9:** Instationarität im Geschwindigkeitsfeld der berechneten stationären Lösung

werden (vgl. Lückmann [19]). Bei gröberen Prismenschichten oder bei Tetraedernetzen kann die Wahl jedoch einen deutlichen Einfluss haben. Neben den Untersuchungen in Meißen [20] sind in Abbildung 5.10 zwei weitere Beispiele für den Testfall skizziert. Hier zeigt sich bei den mit dem  $k$ - $\varepsilon$ -realizable-Modell berechneten Aufheizkurven des Blechmittelpunktes (links) eine deutliche Abweichung zwischen der Simulation mit der zellbasierten und der Simulation mit der knotenbasierten Gradientenberechnung für ein reines Tetraedernetz. Zum Vergleich wurde auch die mit dem Hexaedernetz aus Abbildung 5.8 berechnete Aufheizkurve in dem Diagramm angegeben, da man aufgrund der Netzstruktur davon ausgehen muss, dass sie ein genaueres Ergebnis liefert als die Berechnung mit einem Tetraedernetz. Wiederholt man diese Analysen mit dem  $k$ - $\omega$ -SST-Modell (rechts), so stellt man jedoch fest, dass hier das Turbulenzmodell grundsätzlich nicht in der Lage ist, die Aufheizung des Blechmittelpunktes für ein Tetraedernetz richtig vorherzusagen.

### 5.3.2 Zeitdiskretisierung

Eine besondere Herausforderung in der Trocknersimulation stellt die Zeitdiskretisierung dar. Zwar handelt es sich bei ihr mathematisch gesprochen nur noch um die Integration einer gewöhnlichen Differenzialgleichung mit gegebenen Anfangswerten, die mit den in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Methoden numerisch relativ einfach und schnell umgesetzt werden kann, aber die Schwierigkeit ist die Wahl der für eine spezielle Anwendung richtigen Zeitschrittweite. Wird diese nämlich zu klein gewählt, so müssen sehr viele Zeitschritte durchgeführt werden und die benötigte Gesamtrechnenzeit steigt stark an. Wird sie andererseits zu groß angesetzt, so kann die gewünschte Genauigkeit nicht erreicht werden, numerische Fehler häufen sich in der Lösung an und das Verfahren kann instabil werden.

In der Trocknersimulation hat man es mit sehr unterschiedlichen Zeitskalen zu tun. In der Automobilproduktion dauert die Aufheizung der Karossen typischerweise 20–30 Minuten. Auch die hier vorgestellten vereinfachten Experimente zur Aufheizung von ebenen Blechen, der Dummy-Karosse oder eines Realbauteils (vgl. nächstes Kapitel) nehmen immerhin 5–10 Minuten in Anspruch. Auf der anderen Seite treten im Trockner aufgrund der turbulenten Luftströmung Veränderungen auf, deren Zeitskalen auch nach Anwendung der Reynolds-Mittelung zur Turbulenzmodellierung (vgl. Abschnitt 2.3.1) immer noch in der Größenordnung von Millisekunden liegen. Wenn man sich nun vor Augen führt, dass 10 Minuten immerhin 600.000 Millisekunden entsprechen und dass in jedem Zeitschritt ein gekoppeltes nichtlineares Differenzialgleichungssystem zu lösen ist, so wird klar, dass eine Simulation mit einer Zeitschrittweite in der Größenordnung von 1 ms einen mit den heute verfügbaren Rechnerkapazitäten nicht in sinnvoller Zeit zu bewerkstellenden Aufwand mit sich bringen würde. Hier muss folglich ein praxistauglicher Kompromiss gefunden werden.



**Abbildung 5.10:** Vergleich zellbasierte/knotenbasierte Gradientenberechnung mit verschiedenen Turbulenzmodellen

### Instationarität des Geschwindigkeitsfeldes

Dass das Geschwindigkeitsfeld im Trockner selbst bei zeitlich konstanten Randbedingungen instationär ist, hat sich schon in Abschnitt 5.3.1 abgezeichnet. Startet man dieselbe Simulation, wie sie Abbildung 5.9 zugrundeliegt, noch einmal mit einem instationären Löser, so ergibt sich ein ähnliches Bild. Zwar beobachtet man in jedem Zeitschritt ein besseres Konvergenzverhalten als beim stationären Fall, aber es ergibt sich insgesamt keine zeitunabhängige Lösung. Analoge Feststellungen macht auch Meißner [20] bei verschiedenen Simulationen mit Fluent, so dass man davon ausgehen muss, dass es sich bei dieser Instationarität wirklich um ein physikalisches Phänomen und nicht um eine numerische Ungenauigkeit handelt.

Aus diesem Grund ist es nur bedingt sinnvoll, den Lösungsprozess zu entkoppeln, indem in einem ersten Schritt zunächst ein stationäres Geschwindigkeitsfeld berechnet wird, das anschließend bei der instationären Aufheizrechnung konstant angenommen wird. So wird es zum Beispiel von Paterson [25] und Wessels [37] praktiziert. Einerseits kann dadurch die erforderliche Rechenzeit drastisch reduziert werden, da während der instationären Simulation nur noch eine Unbekannte – die Temperatur – berechnet werden muss. Andererseits ist kein allzu genaues Resultat zu erwarten. Man stelle sich dazu etwa einen Bereich auf dem Blech vor, in dessen Umgebung die Strömungsgeschwindigkeit dermaßen variiert, dass er zum Zeitpunkt  $t_1$  einen überdurchschnittlich großen Wärmeeintrag erfährt und zum Zeitpunkt  $t_2$  unterdurchschnittlich stark aufgeheizt wird. Dann würde eine Simulation, die das Geschwindigkeitsfeld zum Zeitpunkt  $t_1$  festhält, die Aufheizung des Bleches an dieser Stelle überschätzen und eine Simulation, die das Geschwindigkeitsfeld zum Zeitpunkt  $t_2$  einfriert, würde eine zu geringe Aufheizung vorhersagen. Wenn von einer Simulation eine hohe Genauigkeit erwartet wird, muss das Geschwindigkeitsfeld also unbedingt instationär modelliert werden.

Ein weiterer Punkt, der für die instationäre Modellierung des Geschwindigkeits-

felds spricht, ist die Tatsache, dass sich die Temperatur-Randbedingungen auf dem Blech und damit letztendlich die gesamte Temperaturverteilung im Trockner während der Aufheizung des Bauteils verändern. Aufgrund von Auftriebskräften hat das auch eine Auswirkung auf die Geschwindigkeitsverteilung, die vor allem in Bereichen mit geringer Strömungsgeschwindigkeit als nicht vernachlässigbar eingeschätzt werden muss. Dieser Rückkopplungseffekt kann natürlich nur bei einer instationären Berechnung erfasst werden.

Um diese Diskussion abzuschließen, soll hier noch darauf hingewiesen werden, dass bei der Simulation von bewegten Geometrien (z. B. Karossen in Durchlauftrocknern) auf alle Fälle eine instationäre Geschwindigkeitsberechnung notwendig ist.

### Wahl der Zeitschrittweite

Auf die „richtige“ Wahl der Zeitschrittweite haben einerseits die Stabilität des numerischen Verfahrens und andererseits die vom Anwender gewünschte Genauigkeit einen Einfluss. Beide Punkte müssen nun genauer untersucht werden.

**Genauigkeit** Um zunächst ein Gefühl für die Größenordnung der physikalisch sinnvollen Zeitschrittweite zu bekommen, soll hier die Genauigkeitsanalyse vorangestellt werden.

Wie schon in der Einleitung zu diesem Unterabschnitt festgehalten wurde, kann man bei numerischen Experimenten feststellen, dass die Fluktuationen im Geschwindigkeitsfeld typischerweise auf Zeitskalen im Millisekundenbereich erfolgen. Andererseits ist man bei der Trocknersimulation nicht an einer zeitlichen Auflösung der Strömungsverhältnisse im Trockner, sondern letztendlich nur am Aufheizverhalten des Bauteils interessiert. Aufgrund der Wärmekapazität des aufzuheizenden Materials handelt es sich dabei um einen wesentlich trägeren Prozess, der zudem nicht durch Fluktuationen, sondern durch eine klare Richtung („von kalt nach warm“) gekennzeichnet ist.

Bei der Messung von Aufheizkurven mit Thermoelementen werden die Temperaturwerte häufig im Sekundentakt abgefragt. Diese Tatsache liefert eine erste Abschätzung für die für den Aufheizprozess relevanten Zeitskalen, was aber noch nicht bedeutet, dass eine Simulation mit einer Schrittweite in dieser Größenordnung die benötigte Genauigkeit hat. Deshalb sollte man ähnlich wie bei den Untersuchungen zur Vernetzung eine Sensitivitätsanalyse durchführen, bei der Simulationen mit verschiedenen Zeitschrittweiten miteinander verglichen werden.

Meißen stellt in [20, 21] umfangreiche Analysen zu dieser Thematik vor. Dabei untersucht er Zeitschrittweiten im Bereich von 0,1–1 s anhand verschiedener Experimente zur Aufheizung ebener Bleche in Labor- oder Technikumstrocknern. Generell kann man festhalten, dass in den hier betrachteten Fällen mit einer Schrittweite von 0,1 s stets eine gute Genauigkeit erzielt werden kann, während die Abweichung bei

größeren Schrittweiten umso deutlicher wird, je größer die instationären Effekte im Geschwindigkeitsfeld werden und je schneller die Aufheizung erfolgt.

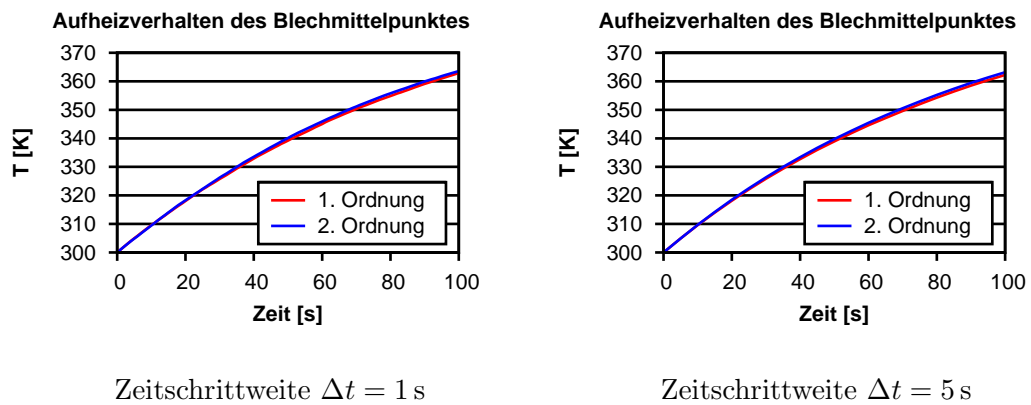
Da die beobachteten Ungenauigkeiten vorrangig von der Vernachlässigung von Fluktuationen im Geschwindigkeitsfeld herrühren, spielt die Genauigkeitsordnung der Zeitdiskretisierung keine entscheidende Rolle. Diese Tatsache lässt sich auch anhand des Testfalls mit dem Netz aus Abbildung 5.8 reproduzieren. Beispielsweise wurden in Abbildung 5.11 die Aufheizkurven des Blechmittelpunktes, die sich für verschiedene Diskretisierungen ergeben, nebeneinander gestellt. Man erkennt, dass weder bei einer Zeitschrittweite von 1 s noch bei einer von 5 s ein wesentlicher Unterschied im Ergebnis ausgemacht werden kann.

Bei diesen Analysen zeigt sich aber ein weiteres interessantes Bild. Zwar stellt man fest, dass in Fluent sogar Simulationen mit einer Zeitschrittweite von 5 s insgesamt noch ein recht gutes Ergebnis liefern, aber die Lösung zeigt in Abhängigkeit von der Zeitschrittweite eine unphysikalische Asymmetrie (vgl. Abbildung 5.12). Diese rührt nicht von der Asymmetrie der Vernetzung her, wie sich durch eine Spiegelung des Netzes an der Symmetrieebene und eine Wiederholung der Simulationen zeigen lässt, sondern sie resultiert aus der bei Zeitschrittweiten in dieser Größenordnung grundsätzlich nicht zeitkorrekten Auflösung des Geschwindigkeitsfeldes. Ähnliche Asymmetrien kann man auch mit StarCD bei einer Variation der Zeitschrittweite beobachten.

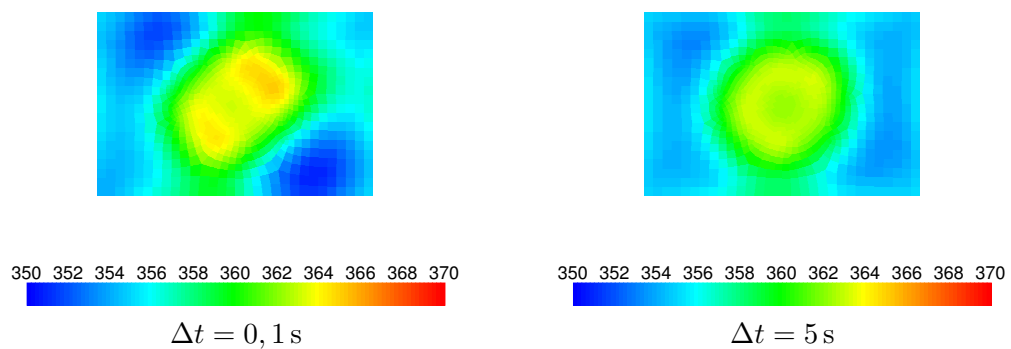
**Stabilität** Die Stabilität des numerischen Lösungsprozesses hängt grundsätzlich von vielen verschiedenen Faktoren ab, so dass es schwierig ist, hier eine allgemeingültige Aussage zu machen. Neben dem Lösungsverfahren und der Zeitschrittweite spielen auch die physikalische Charakteristik des Problems, die Vernetzung, die verwendeten Modelle und die gewählten räumlichen und zeitlichen Diskretisierungsverfahren eine wichtige Rolle.

Bei der Untersuchung des Testfalls stellte sich jedoch bei einem direkten Vergleich der verwendeten Programmpakete heraus, dass man bei gleichbleibender Modellierung und Vernetzung in Fluent mit einer wesentlich größeren Zeitschrittweite als in StarCD 3.2 stabil rechnen kann. Das gilt zum Beispiel sowohl für das qualitativ schlechtere Netz aus Abbildung 5.5 als auch für das verbesserte Netz aus Abbildung 5.8. Auch bei der Analyse der Dummy-Karosse im Technikumstrockner zeigte sich bei der Verwendung von StarCD, dass eine aus physikalischer Sicht unsinnig kleine Zeitschrittweite gewählt werden muss, um eine stabile Rechnung zu ermöglichen. Aus diesem Grund konnte die instationäre Rechnung im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden.

Da es sich bei kommerziellen Lösern aus Sicht des Anwenders letztendlich um eine Black-Box handelt, ist eine detaillierte Ursachenanalyse für dieses Phänomen leider nicht möglich. Es wird aber vermutet, dass es mit der unterschiedlichen Implementierung des instationären PISO-Algorithmus begründet werden kann (vgl. Abschnitt



**Abbildung 5.11:** Einfluss der Zeitdiskretisierung auf den Aufheizprozess



**Abbildung 5.12:** Blechtemperatur nach 100 s (in K) – Variation der Zeitschrittweite

4.3.2 und Abbildung 4.7 auf Seite 60). Diese These wurde nach dem Erscheinen von StarCD 4.0 dadurch gestützt, dass sich der in dieser Version neu hinzugekommene, instationäre SIMPLE-Algorithmus, der ebenso wie die in Fluent implementierten Algorithmen in jedem Zeitschritt iterativ arbeitet, auch bei größeren Zeitschrittweiten stabil verhält.

## 5.4 Analyse verschiedener Turbulenzmodelle

Ziel dieses Abschnitts ist es, dasjenige RANS-Turbulenzmodell auszuwählen, das für Fragestellungen der Trocknersimulation am besten geeignet ist. Das beinhaltet neben einer möglichst hohen Genauigkeit auch gute numerische Stabilitätseigenschaften und einen möglichst geringen Rechenaufwand. Des Weiteren muss es in der Lage sein, sehr unterschiedliche Strömungscharakteristiken korrekt abzubilden, denn bei produktionstypischen Geometrien treten beispielsweise gleichzeitig Bereiche mit sehr hohen und mit sehr niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten auf, es spielen sowohl Freistrahlen als auch Prallstrahlen eine wichtige Rolle, es kommt aber auch zu wandparallelen Strömungen und zu Strömungsablösungen und Wirbelbildung usw. Bereits bei den Literaturrecherchen aus den Abschnitten 2.3 und 4.2.1 haben sich die Zweigleichungsmodelle als für praxisrelevante Anwendungen besonders gut geeignet herauskristallisiert. Das gilt insbesondere dann, wenn sie über eine Möglichkeit zur erweiterten Wandbehandlung verfügen, die unabhängig von den  $y^+$ -Werten verlässliche Ergebnisse garantiert, da es in der Praxis nicht möglich sein wird, die strengen Regeln, die manche Turbulenzmodelle vorschreiben, auf dem gesamten Bauteil einzuhalten. Diese theoretischen Erkenntnisse sollen nun durch numerische Analysen untermauert werden.

Die Beispiele in Vieser, Esch, Menter [35] decken einen weiten Bereich von unterschiedlichen Fragestellungen und Strömungscharakteristiken ab und liefern allesamt gute Ergebnisse für das  $k$ - $\omega$ -SST-Modell. Allerdings wurde dort das CFX-Softwarepaket verwendet, das im Rahmen dieser Arbeit nicht betrachtet wird. Aber auch bei den Berechnungen mit StarCD in Paterson [25] erweist sich beim Ergebnisvergleich das  $k$ - $\omega$ -SST-Modell überlegen gegenüber dem implementierten Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell mit erweiterter Wandbehandlung.

Detaillierte Untersuchungen für eine mit Fluent simulierte Kanalströmung werden in Ye, Pulli, Scheibe [40, 42] vorgestellt und mit DNS-Daten verglichen. Hierbei werden für die verschiedenen Turbulenzmodelle jeweils drei verschiedene Wandschichtauflösungen ( $y^+ \approx 0, 1$ ,  $y^+ \approx 10$ ,  $y^+ \approx 30$ ) verwendet, um nicht nur die Genauigkeit des Modells, sondern auch seine Sensitivität gegenüber einer ungeeigneten Wandschichtauflösung zu analysieren. Es zeigt sich, dass diejenigen Modelle, die mit Standard-Wandfunktionen arbeiten, zwar für  $y^+ \approx 30$  sehr gute Ergebnisse liefern, aber in den anderen Fällen nur unzureichend in der Lage sind, das im Kanal vorherrschende Temperaturprofil sowie den Wärmeübergang an der Wand

vorherzusagen. Umgekehrt liefern Modelle, die eine feine Wandschichtauflösung voraussetzen, nur für  $y^+ \approx 0, 1$  eine verlässliche Vorhersage. Das gilt insbesondere auch für das Reynolds-Spannungsmodell, von dem man aufgrund der höheren Modellierungsgenauigkeit ein besseres Ergebnis hätte erwarten können. Gemittelt über die drei unterschiedlichen Grenzschichtdiskretisierungen sind nur das  $k$ - $\omega$ -SST-Modell und das  $k$ - $\varepsilon$ -realizable-Modell mit erweiterter Wandbehandlung in der Lage, stets zufriedenstellende Resultate zu liefern.

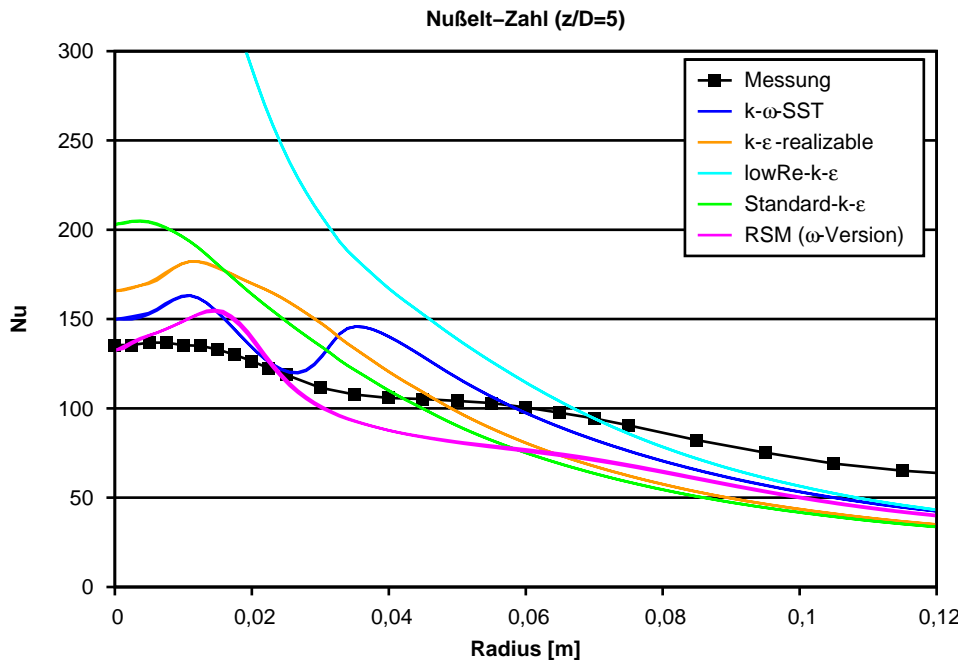
Die Strömungsverhältnisse bei einem Prallstrahl sind ungleich komplexer als bei einer Kanalströmung. Deshalb sollen auch für diesen Fall mit Fluent vergleichende Simulationen anhand der Daten aus Hofmann [14] (vgl. Abschnitt 5.1.1) gemacht werden. Da sich in der Arbeit von Hofmann bereits ähnliche Vergleiche für große ( $z/D = 10$ ) und kleine ( $z/D = 2, 5$ ) Abstände Düse–Blech finden, wurde der Schwerpunkt hier auf den mittelgroßen Abstand  $z/D = 5$  gelegt. Schon in Abbildung 5.6 hat sich bei der Analyse der Netzabhängigkeit des  $k$ - $\omega$ -SST-Modells gezeigt, dass die Ergebnisqualität in der Nähe des Staupunkts grundsätzlich schlechter ist als in den äußeren Bereichen, wo eine wandparallele Strömungsrichtung dominiert. Ein ähnliches Bild zeigt sich bei der Variation des Turbulenzmodells (vgl. Abbildung 5.13), wobei diesmal alle Berechnungen auf dem Netz, das in Abbildung 5.6 als „feinere Prismen“ bezeichnet wurde, durchgeführt wurden<sup>2</sup>. Generell fällt auf, dass sich für Radien größer als 0,06 m die Vorhersagen der verschiedenen Turbulenzmodelle einander annähern und bei 0,1 m fast identische Werte für die Nußelt-Zahl prognostizieren. Hingegen liefert für Radien im Bereich 0–0,04 m jedes Turbulenzmodell einen anderen lokalen Verlauf der Nußelt-Zahl. Auffallend ist außerdem, dass alle Modelle eine größere lokale Schwankung der Nußelt-Zahl vorhersagen als dies in der Messung der Fall ist. Hier müsste man also überprüfen, wie verlässlich die Messwerte sind und wie genau die Verhältnisse des Experiments in den Simulationen wiedergegeben werden.

Dennoch kann man auch bei dieser Konfiguration festhalten, dass vor allem das  $k$ - $\omega$ -SST-Modell mit der Option „Transitional Flows“, aber auch das  $k$ - $\varepsilon$ -realizable-Modell mit erweiterter Wandbehandlung relativ gute Ergebnisse liefern. Insgesamt kommt auch Hofmann [14] zu einem ähnlichen Schluss, auch wenn in dem einen oder anderen Fall ein anderes Turbulenzmodell geeigneter erscheinen mag. Die Qualität der mit dem Reynolds-Spannungsmodell ( $\omega$ -Version mit „Transitional Flows“) berechneten Ergebnisse ist ähnlich gut, aber nicht besser. Da sie aber mit einem deutlich erhöhten Rechenaufwand und einer geringeren numerischen Stabilität einhergeht, erweist sich das Reynolds-Spannungsmodell insgesamt als gegenüber den genannten Zweigleichungsmodellen unterlegen. Das Standard- $k$ - $\varepsilon$ -Modell mit erweiterter Wandbehandlung schätzt hingegen den Wärmeeintrag im Staupunkt um ca. 30% zu groß ab, während das Low-Reynolds- $k$ - $\varepsilon$ -Modell von Abid in diesem Bereich völlig

---

<sup>2</sup>In manchen, jedoch nicht in allen Fällen wurde die Netzunabhängigkeit der Lösung anhand eines global verfeinerten Netzes mit über 5 Mio. Zellen nachgewiesen.





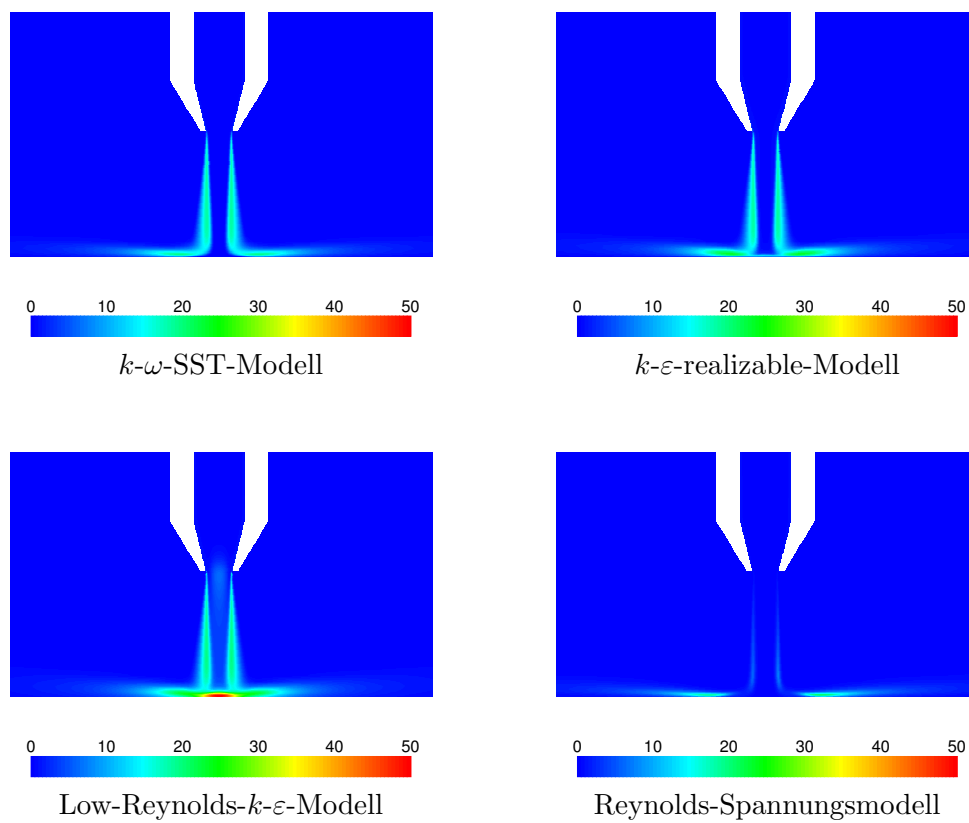
**Abbildung 5.13:** Berechnung der Nußelt-Zahl im Staupunkt – Variation des Turbulenzmodells

versagt. Die Ursache hierfür ist eine viel zu hohe Vorhersage der turbulenten kinetischen Energie im Staupunkt, wie sich aus dem Vergleich verschiedener Turbulenzmodelle in Abbildung 5.14 ablesen lässt. In [41] zeigen Ye, Pulli, Scheibe außerdem, dass das höherwertige V2F-Modell bei Netzen mit kleinen  $y^+$ -Werten die Wärmeübertragung in der Nähe des Staupunkts genauer vorhersagt als alle Zweigleichungsmodelle, aber dass es gleichzeitig sehr empfindlich auf eine zu grobe Wandschichtauflösung reagiert und sich somit ebenfalls nicht für einen Einsatz in der Trocknersimulation eignet.

## 5.5 Schlussfolgerungen

In diesem Abschnitt soll eine Art Handlungsleitfaden für die Trocknersimulation vorgestellt werden, der die Erkenntnisse der vorangegangenen Untersuchungen abschließend zusammenfasst. Dieser wird dann als Grundlage für die Behandlung von realen Karosseriebauteilen im nächsten Kapitel dienen.

**Wahl des Solvers** Im Hinblick auf die Trocknersimulation erweist sich Fluent gegenüber StarCD als das geeignetere CFD-Programmpaket, da es mit Hilfe des Shell-Conduction-Modells eine vereinfachte Modellierung dünner Bleche ermöglicht.



**Abbildung 5.14:** Turbulente kinetische Energie (in  $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) beim Prallstrahl – Variation des Turbulenzmodells

Außerdem lässt der in Fluent implementierte PISO-Algorithmus eine größere Zeitschrittweite zu als derjenige von StarCD, was bei den langen Durchlaufzeiten von Karossen in Produktionstrocknern ein essenzieller Vorteil ist.

**Vernetzung der Geometrie** Bei der Vernetzung der Geometrie ist darauf zu achten, dass die Düsenstrahlen nicht unnötig durch numerische Diffusion verschmiert werden und dass das aufzuheizende Bauteil möglichst überall von feinen Prismenschichten umgeben ist. Sehr feine Zellen im Strömungsinnen führen zu großen Courant-Zahlen, die numerische Schwierigkeiten nach sich ziehen können, und sollten deshalb vermieden werden.

**Modellbildung** Da sich das  $k$ - $\omega$ -SST-Modell mit der Option „Transitional Flows“ durch eine große Zuverlässigkeit bei vielen unterschiedlichen Strömungscharakteristiken und Vernetzungen auszeichnet, erfüllt es am besten die Voraussetzungen für einen Einsatz in der Trocknersimulation. Als Alternative könnte man auch die Verwendung des  $k$ - $\varepsilon$ -realizable-Modell mit erweiterter Wandbehandlung in Erwägung ziehen.

Die Wärmestrahlung hat in Abhängigkeit von den im Trockner vorherrschenden Geschwindigkeits- und Temperaturbedingungen einen mehr oder weniger großen Einfluss auf das Aufheizverhalten des Bauteils und kann entweder mit dem Wand-zu-Wand-Modell oder mit dem Modell der Diskreten Ordinaten numerisch berechnet werden. Letzteres ist universell einsetzbar, während sich das Wand-zu-Wand-Modell nur für unbewegte Geometrien eignet (vgl. Abschnitt 4.2.3).

Aufgrund der geringen Luftgeschwindigkeiten in großen Bereichen des Trockners sollte auch auf die Berücksichtigung der  $\rho(T)$ -Abhängigkeit der Luft und die damit verbundene Modellierung von Auftriebskräften nicht verzichtet werden.

**Diskretisierung** Um eine hohe Genauigkeit der Berechnungen zu gewährleisten, sollten im Idealfall alle Strömungsgrößen, mindestens aber die Geschwindigkeit und die Temperatur, mit einem Verfahren zweiter Ordnung diskretisiert werden. Bei Verwendung von Fluent ist es zudem zweckmäßig, die knotenbasierte Gradientenberechnung zu aktivieren. Eine Zeitschrittweite von 0,1 s lieferte in allen betrachteten Beispielen ein verlässliches Ergebnis.

**Vorgehensweise** Da das Strömungsfeld im Trockner durch starke Fluktuationen gekennzeichnet ist, muss die gesamte Aufheizsimulation instationär durchgeführt werden. Eine Entkopplung von Geschwindigkeits- und Temperaturberechnung würde zwar eine deutliche Rechenzeiterparnis mit sich bringen, sie kann aber aus dem genannten Grund nur eine allererste ungenaue Abschätzung liefern.

Als Anfangsbedingung im Trockner muss eine Situation gewählt werden, die der häufig nicht klar definierten Realität aus dem Experiment oder der Produktion mög-

lichst nahe kommt. Bei vorgeheizten Trocknern hat sich hier die Berechnung einer stationären Lösung mit konstant kalter Bauteiltemperatur bewährt, die anschließend zur Initialisierung der instationären Rechnung verwendet wird.

Möchte man eine bewegte Karosserie im Durchlauftrockner simulieren, so kann diese translatorische Bewegung mit dem in Abschnitt 4.3.1 vorgestellten Fahrstuhlprinzip numerisch dargestellt werden. Dazu ist es erforderlich, bereits bei der Vernetzung sicherzustellen, dass das Rechennetz aus den in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen drei Teilbereichen besteht.

## 6 Anwendung auf Realbauteile und Rohbau-Karosserien

Das Ziel dieser Arbeit besteht in der Bereitstellung einer Vorgehensweise zur Trocknersimulation in der Automobillackierung. Deshalb sollen die erarbeiteten und für einfache Konfigurationen bereits experimentell verifizierten Modelle und Methoden aus den vorangegangenen Kapiteln nun im Hinblick auf ihre Praxistauglichkeit zur Simulation von Rohbaukarosserien in Produktionstrocknern untersucht werden.

Ein erster Schritt hierzu ist die Simulation und experimentelle Verifikation des Aufheizverhaltens von realen Karosseriebauteilen in einem Technikumstrockner. Dabei handelt es sich um denselben Trockner, in dem bereits ein ebenes Stahlblech (vgl. Meißer [21], Paterson [25]) sowie die Dummy-Karosse (vgl. Abschnitt 5.1.3 und Meißer [21, 22]) untersucht wurden und der in Hecht [12] detailliert vermessen wurde. Das hat den Vorteil, dass die im Trockner herrschenden Randbedingungen aus den vorangegangenen Versuchen bekannt sind und in den Messungen nun nur noch die Aufheizung des Objekts bestimmt werden muss. Während Meißer ein Teilstück des Golf V untersucht (vgl. [23, 24]), steht in dieser Arbeit die Fahrertür einer E-Klasse Limousine (interne Baureihenbezeichnung W211) im Vordergrund.

Anschließend soll das Verfahren einerseits auf eine unbewegte Realkarosse in einem Taktstrockner und andererseits auf eine sich durch einen Durchlaufstrockner bewegende Karosse angewendet werden. Aufgrund der enormen Anforderungen an die Hardware und der zu erwartenden hohen Rechenzeiten wurden diese Projekte extern beauftragt, wobei die fachliche Betreuung und Koordination vollständig in den Händen der Autorin lag. Obwohl bis heute kein abschließendes Ergebnis vorliegt, kann dennoch ein Überblick über die gewonnenen Erkenntnisse und die weiteren Aufgaben gegeben werden.

### 6.1 Spezielle Herausforderungen

Die Übertragung der in Kapitel 5 entwickelten Vorgehensweise auf reale Karosserien ist nicht so naheliegend, wie sie auf den ersten Blick erscheinen mag. Vielmehr entsteht hier eine neue Komplexität in der Problemstellung, die bei den vereinfachten Beispielen aus Kapitel 5 nicht enthalten war. Diese begründet sich vor allem durch die extrem komplizierte Geometrie von Karosseriebauteilen, die fast zwangsläufig zu Schwierigkeiten bei der Erstellung von Volumennetzen und zu hohen Rechen-

zeiten führt. An dieser Stelle stellt sich auch die Frage, wie stark eine Geometrie vereinfacht werden darf, ohne dass die Aussagekraft der Berechnung darunter leidet. Dieser Punkt muss vor dem Hintergrund gesehen werden, dass im Lackierprozess der Automobilproduktion eine Vielzahl von Unsicherheiten und Schwankungen auftreten, die in der Folge eine gewisse unvermeidbare Ungenauigkeit im Ergebnis mit sich bringen. Die hohe Genauigkeit aus den vorangegangenen Untersuchungen wird also schon allein aus diesem Grund nicht erreicht werden können.

### 6.1.1 Komplexität der Geometrie

#### Allgemeine Beschreibung

Eine automobiler Rohbaukarosserie besteht typischerweise aus mehreren hundert einzelnen Blechstücken, die durch unterschiedliche Fügetechniken miteinander verbunden werden. Dazu kommen verschiedene Masseteile wie z. B. Verstärkungen, Schrauben oder Türscharniere. Die einzelnen Bleche unterscheiden sich durch ihre Dicke und gegebenenfalls ihr Material. Im Allgemeinen handelt es sich dabei um verschiedene Typen von Stahl, aber gerade in den letzten Jahren werden auch zunehmend Aluminium oder sogar Kunststoffe eingesetzt.

Um den diversen Anforderungen in Sachen Design, strukturelle Stabilität, Handhabbarkeit im Produktionsprozess usw. gerecht zu werden, weisen die Bleche eine Vielzahl von kleinen Löchern, Knicken und Wölbungen auf. An ihren Rändern werden sie teilweise um  $90^\circ$  umgeschlagen, um die Steifigkeit zu erhöhen. Das gilt vor allem für die innenliegenden Bleche der Karosserie, die später nicht mehr sichtbar sein werden, während die äußeren Teile relativ glatt sind.

Die verschiedenen Bleche werden größtenteils durch Schweißpunkte, zum Teil aber auch durch Schweißnähte, Durchsetzfügapunkte oder Klebestellen miteinander verbunden. Zusätzlich wird am Rand häufig das äußere Blech um das innere umgeschlagen und verklebt. In allen Fällen liegen also mehrere Bleche direkt übereinander. Ähnlich wie bei der Dummy-Karosserie wird in dieser Arbeit stets vereinfachend angenommen, dass es sich hier um einen perfekten Kontakt ohne Wärmewiderstand handelt und dass sich die übereinanderliegenden Bleche folglich wie ein einziges Blech mit der Gesamtdicke der einzelnen Bleche verhalten. Obwohl man davon ausgehen muss, dass diese Annahme so nicht korrekt ist, muss man beachten, dass eine genauere Aussage nur möglich wäre, wenn neben der exakten geometrischen Lagebeziehung der Bleche zueinander auch die thermischen Eigenschaften der Klebstoffe bekannt wären.

#### Bereinigung von CAD-Daten

Die Geometriedaten von Automobilkarossen liegen normalerweise in Form von CAD-Daten vor. Dabei erscheinen die dünnen Bleche manchmal mit geometrischer Dicke

und manchmal werden sie analog wie im Shell-Conduction-Modell als zweidimensionales Objekt dargestellt. Ihre tatsächliche Dicke kann dann ebenso wie die Materialeigenschaften mit Hilfe einer Kennzahl aus einer Art Datenbank abgefragt werden.

Bei der genauen Betrachtung von CAD-Daten stellt sich leider oft heraus, dass diese „unsauber“ sind. Das bedeutet beispielsweise, dass zwei aneinandergrenzende Kanten im CAD-Modell nicht direkt aneinandergrenzen, sondern dass winzige Spalten oder Überlappungen auftreten. Man spricht dann von einer „nicht wasserdichten“ Oberfläche. Solche Probleme müssen ebenso wie unnötige Details eliminiert werden, bevor ein Oberflächennetz mit den zur Volumenvernetzung erforderlichen Qualitätseigenschaften generiert werden kann.

Obwohl die Bereinigung von CAD-Daten nicht Bestandteil dieser Arbeit war, hat sich dennoch bei der Betreuung externer Projekte herausgestellt, dass das Programm ANSA hier sehr leistungsfähig ist und den Anwender durch viele (halb-)automatische Funktionen und eine komfortable Benutzeroberfläche unterstützt. So kann z. B. eingegeben werden, dass alle Details, die eine bestimmte Größe unterschreiten, automatisch gelöscht werden. Andere Problemstellen können durch wenige Mausklicke korrigiert werden. Ein wichtiger Punkt speziell bei der Behandlung von Karosserien ist zudem, dass im Programm auch die Möglichkeit besteht, die geometrische Blechdicke nachträglich zu verändern, so dass letztendlich die Entscheidung für oder gegen die Verwendung des Shell-Conduction-Modells nicht davon abhängt, in welcher Form die CAD-Daten vorliegen. Relativ aufwändig ist hingegen die Addition von aufeinanderliegenden Blechen, da diese weitestgehend von Hand erfolgen muss.

Neben ANSA existieren weitere Tools, die einer ähnlichen Philosophie folgen. Welches von ihnen für eine konkrete Anwendung verwendet werden sollte, hängt nicht zuletzt von den Erfahrungen des Anwenders ab. Hingegen eignen sich die zu Fluent bzw. StarCD gehörenden Programme Gambit bzw. proSurf nur sehr eingeschränkt zur Bereinigung komplexer CAD-Geometrien.

Eine völlig andere Alternative zur CAD-Datenaufbereitung bieten die sowohl in TGrid und als auch in proAm relativ neu implementierten Wrapper. Ihre Idee ist es, für die CAD-Geometrie ein einhüllendes Oberflächennetz zu berechnen, das anstelle der originalen Daten bei der weiteren Bearbeitung verwendet wird. In Abhängigkeit einer vom Anwender vorzugebenden Toleranz werden dabei kleine Details in der Geometrie übergangen und Löcher geschlossen.

Beim Wrappen von Karosseriebauteilen stellt sich jedoch die geringe Blechdicke, die normalerweise unterhalb der Toleranzschwelle liegt, als problematisch heraus. Will man das Shell-Conduction-Modell verwenden, so kommt als weitere Schwierigkeit hinzu, dass die Wrapperoberfläche sowohl über die Vorderseite als auch über die Rückseite der Bleche läuft und somit alle Shell-Conduction-Flächen doppelt vorhanden sind. Erst in der kommenden TGrid-Version (vgl. TGrid-Workshop [34]) wird eine Funktionalität zur Verfügung stehen, die solche doppelten Flächen vereinen kann. Diese kann dann auch dazu genutzt werden, um im CAD-Datensatz aufgelöste Blechdicken auf die Dicke Null zu reduzieren. Aufeinanderliegende Bleche können

allerdings bei dieser Vorgehensweise nicht korrekt erfasst werden.

Als generelles Fazit muss man festhalten, dass die Aufbereitung von komplizierten CAD-Daten, wie sie im Automobilbau vorkommen, sehr aufwändig ist und auch von erfahrenen Anwendern Bearbeitungszeiten von mehreren Wochen erfordert. Durch die Einführung der neuen Wrapper-Technologien kann zwar die manuelle Arbeit reduziert werden, jedoch hat das Ergebnis nicht immer die gewünschten Eigenschaften, so dass auch hier manuelle Nacharbeit nicht zu vermeiden ist. Andererseits hat die Qualität des Oberflächennetzes einen entscheidenden Einfluss auf die Qualität des Volumennetzes, so dass sich große Sorgfalt an dieser Stelle später bezahlt machen wird.

### 6.1.2 Beteiligte Prozessstoffe

Eine Rohbaukarosse besteht im Gegensatz zu den einfachen Beispielen aus Kapitel 5 nicht nur aus Blechen und metallenen Masseteilen, sondern enthält zusätzlich verschiedene Prozessstoffe. Ein Beispiel hierfür sind die bereits erwähnten Klebstoffe, andere Beispiele sind Dämmmatten, Unterfütterungsmaterialien, Strukturschäume, Nahtabdichtungsmaterial usw. Ihnen allen ist gemein, dass es sich um sehr spezielle polymere Materialien handelt, deren thermisches Verhalten häufig unerforscht ist. Die für eine Aufheizsimulation notwendigen Materialdaten Dichte, Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit stehen also a priori nicht zur Verfügung und müssen erst bestimmt werden. Man muss dabei davon ausgehen, dass sie in dem betrachteten Temperaturbereich zwischen 20°C und 200°C nicht konstant sind und sich zudem bei der Aushärtung der Materialien verändern. Als weitere Schwierigkeit kommt hinzu, dass auch die geometrischen Abmessungen der aufgetragenen Prozessstoffe nicht im Detail bekannt sind und deutlichen Schwankungen unterliegen.

Die experimentelle Bestimmung aller fehlenden Daten ist zu komplex, als dass sie im Rahmen dieser Arbeit hätte stattfinden können. Hier könnte nur eine größere Versuchsreihe, gegebenenfalls in Zusammenarbeit mit den Materialherstellern, den benötigten Aufschluss bringen. Andererseits werden die meisten Prozessstoffe nur in kleinen Mengen und zudem sehr lokal auf die Rohbaukarosserie aufgebracht, so dass man annehmen kann, dass sie auf den globalen Aufheizprozess keinen wesentlichen Einfluss haben. Ähnlich wie bei der Vernachlässigung von geometrischen Details wird sich also auch die Vernachlässigung von solchen Prozessmaterialien nur im direkten Umfeld der fraglichen Stelle bemerkbar machen.

Völlig anders verhalten sich hingegen die großflächig aufgetragenen Dämmmatten, die im Automobilbau zur Unterdrückung von durch Blechvibrationen hervorgerufenen akustischen Effekten dienen. Aufgrund ihrer großen Ausdehnung und der damit verbundenen Masse führt ihre Vernachlässigung zu einer falschen Berechnung der Aufheizung in einem großen Bereich. Hierauf wird in Abschnitt 6.2.3 genauer eingegangen.



### 6.1.3 Unsicherheiten bei Randwerten und Parametern

Die Diskussion, mit welcher Detailtreue die Geometrie von Karosserien bei der Vernetzung wiedergegeben werden sollte, steht in engem Zusammenhang mit der Frage, mit welcher Genauigkeit in der Simulation generell zu rechnen ist. Dabei spielen nicht nur die Geometrieaufbereitung und Vernetzung, sondern auch die Modellierung, das verwendete Lösungsverfahren und die Genauigkeit der vorzugebenden Rand- und Anfangswerte und Materialparameter eine entscheidende Rolle. Es ist sofort einsichtig, dass es wenig Sinn macht, in einem dieser Bereiche einen stark erhöhten Aufwand zu betreiben, wenn aufgrund der Unsicherheiten an einer anderen Stelle sowieso kein allzu gutes Gesamtergebnis erwartet werden kann.

Neben den bereits im vorangegangenen Abschnitt 6.1.2 diskutierten Abmessungen und Materialdaten der verwendeten Prozessstoffe sind auch die im Trockner herrschenden Rand- und Anfangsbedingungen normalerweise nicht bekannt. Zwar liefert die Trocknersteuerung einen Nominalwert für die Düsendeschwindigkeiten und die Trocknertemperatur, aber schon bei der Vermessung des Technikumstrockners in Hecht [12] musste man feststellen, dass die tatsächlichen Werte um bis zu 10% von den nominalen Angaben abweichen. Dazu kommt, dass für die einzelnen Düsen des Trockners aufgrund der asymmetrischen Luftzuführung jeweils unterschiedliche Randbedingungen gelten werden. Man müsste also entweder jede Düse einzeln vermessen<sup>1</sup> oder aber eine verlässliche Simulation der Luftzuführung vorab durchführen. Da die Düsen zudem drehbar gelagert sind, müssen aber in jedem Fall ihre Neigungswinkel experimentell bestimmt werden.

Der Lackierprozess beinhaltet aber nicht nur viele Unbekannte, sondern unterliegt auch großen Schwankungen. Selbst wenn man zu einem bestimmten Zeitpunkt alle relevanten Eingangsgrößen erfassen könnte, so müsste man dennoch feststellen, dass ihre Gültigkeit nur von kurzer Dauer ist. Das liegt zum Einen daran, dass die Randbedingungen des Trockners laufend an aktuell auftretende Probleme bei der Lackierung angepasst werden müssen. Zum Anderen wirken sich aber auch äußere Umstände wie das Wetter (Umgebungstemperatur im Werk), der Wochentag (Aufheizen des Trockners nach der Wochenendpause) oder die Auslastung der Lackieranlage (Abstand aufeinanderfolgender Karossen) auf die Randbedingungen des Trockners aus. Nicht zuletzt arbeiten alle produktionssteuernden Apparaturen grundsätzlich nur innerhalb eines bestimmten Toleranzbereiches reproduzierbar.

Eine praxistaugliche Simulation zeichnet sich folglich dadurch aus, dass ihre Fehler dieselbe Größenordnung haben wie die aufgeführten Schwankungen und Unsicherheiten im Produktionsprozess. Unter diesem Blickwinkel erscheinen auch die in Kapitel 5 festgestellten Netzabhängigkeiten oder Einschränkungen der Zweigleichungsturbulenzmodelle sowie die Diskussion über die Komplexität der Geometrie und die beteiligten Prozessstoffe in Abschnitt 6.1.1 und 6.1.2 in einem etwas anderen Licht.

---

<sup>1</sup>Ein Überblick über mögliche Messverfahren verschiedener Komplexität findet sich in Anhang A.

## 6.2 Simulation einer Tür im Technikumstrockner

In diesem Abschnitt sollen die Methoden aus Kapitel 5 anhand einer Fahrertür in einem Technikumstrockner verifiziert und weiterentwickelt werden. Die Versuche zur Bestimmung der Aufheizung einzelner Messpunkte wurden wieder von Hecht in analoger Weise wie bei der Untersuchung der Dummy-Karosse in [12] durchgeführt. Die Tür wird dazu mittig im vorgeheizten Trockner auf einem Gestell platziert, so dass ebenso wie in der Produktion ihre Vorderseite zu den Düsen zeigt. Der Versuchsaufbau und die Anordnung der Messpunkte sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Um eine gewisse Reproduzierbarkeit sicherzustellen, wurde das Experiment sechs Mal wiederholt. Dabei ergab sich für alle Messpunkte eine Standardabweichung von unter 2 K um die mittlere Aufheizkurve.

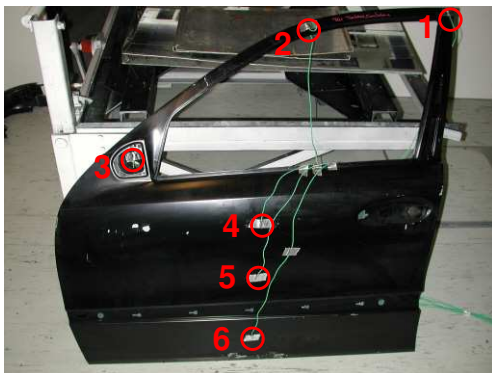
Man erkennt auf diesen Fotos auch gut die hohe Komplexität der Geometrie vor allem auf der Türrückseite. Auch der Holm zeichnet sich durch viele geometrische Details und stark variierende Gesamtblechdicken auf engstem Raum aus. Das führt während der Aufheizung zu großen Temperaturgradienten im Bauteil. In Abbildung 6.2 ist beispielsweise der Holm in der Nähe des Messpunkts 2 als Foto und als Simulationsmodell abgebildet. Man sieht, dass sich die Blechdicken der im Modell pink und grün dargestellten Bleche fast um den Faktor 2 unterscheiden und dass deshalb in diesem Bereich deutlich verschiedene Temperaturwerte für die einzelnen Oberflächenelemente berechnet werden. Eine Bewertung von simulierten Aufheizkurven in diesen Bereichen anhand der Messergebnisse wäre also nur dann sinnvoll, wenn sichergestellt werden kann, dass die Position des Messpunkts in der Simulation sehr genau mit derjenigen des Thermoelements übereinstimmt. Bei den aufgeklebten, länglichen Thermoelementen, die hier in der Messung verwendet wurden, ist das nicht mit der nötigen Genauigkeit möglich.

### 6.2.1 Netzgenerierung

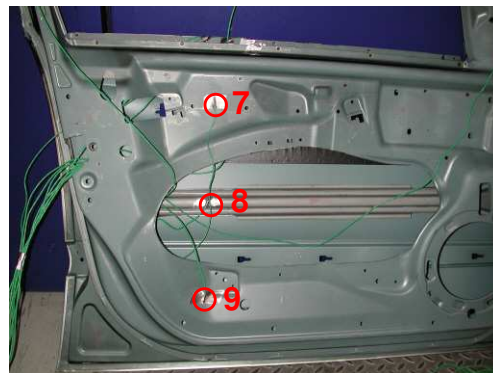
Aufgrund der Ergebnisse aus Kapitel 5 soll im Folgenden stets das ausschließlich in Fluent implementierte Shell-Conduction-Modell zur Modellierung aller dünnen Karosseriebleche verwendet werden. Aus dem in Abschnitt 6.3.1 vorgestellten Projekt stand für die hier zu untersuchende Fahrertür ein von der Firma TWT GmbH erstelltes, qualitativ hochwertiges Oberflächennetz zur Verfügung, das wie gewünscht die Karosseriebleche ohne geometrische Dicke modelliert, und das übereinanderliegende Bleche durch ein einziges dickeres Blech beschreibt. Die Zuordnung der physikalischen Blechdicke zu den verschiedenen Blechen geschieht durch die Definition von Zonen, die gerade den Bereichen mit konstanter Blechdicke entsprechen. Diese sind in Abbildung 6.3 in unterschiedlichen Farben dargestellt. Beim Vergleich dieses Modells mit den Fotos aus Abbildung 6.1 erkennt man zudem, dass viele kleine Löcher auf der Türrückseite geschlossen wurden, dass aber dennoch immer noch ein sehr hoher Detaillierungsgrad vorhanden ist. Trotzdem sei darauf hingewiesen, dass die



Tür im Technikumstrocker



Messpunkte auf Vorderseite

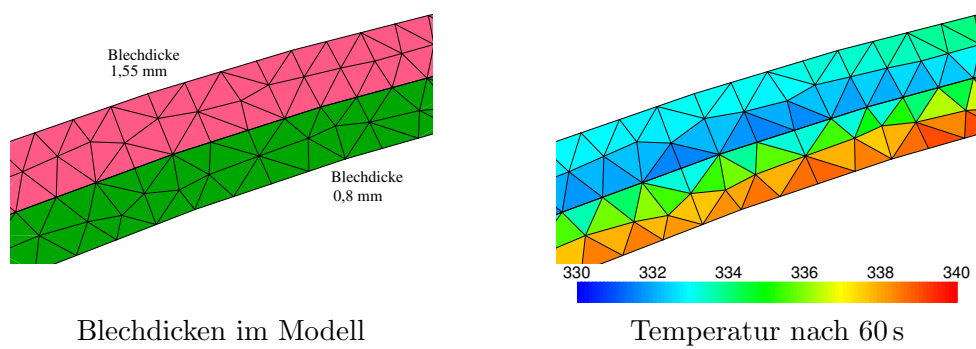


Messpunkte auf Rückseite

**Abbildung 6.1:** Versuchsaufbau – Tür im Technikumstrocker



Position des Thermoelements 2



Blechdicken im Modell

Temperatur nach 60 s

**Abbildung 6.2:** Detailansicht des Holms



**Abbildung 6.3:** Oberflächennetz mit Zonen zur Blechdickendefinition

Geometrie zum jetzigen Zeitpunkt ausschließlich aus Stahlblechen besteht, da die Bedeutung von Prozessstoffen zunächst unterschätzt wurde und deshalb erst in Abschnitt 6.2.3 weiter verfolgt werden wird.

Die Verwendung von bereits aus anderen Projekten vorhandenen Oberflächennetzen hat den Vorteil, dass die in Abschnitt 6.1.1 diskutierte, extrem aufwändige CAD-Datenbereinigung entfällt. Andererseits sind ab diesem Zeitpunkt keine grundlegenden Veränderungen an der Geometrie mehr möglich. Man muss also zunächst prüfen, ob ein vorhandenes Oberflächennetz alle erforderlichen Eigenschaften aufweist. Bei Netzen, die strukturmechanischen Simulationsprojekten entstammen, ist dies normalerweise nicht der Fall, da hier z. B. Schweißpunkte und übereinanderliegende Bleche grundsätzlich anders modelliert werden müssen. Hier können folglich in der Praxis leider keine Synergieeffekte genutzt werden.

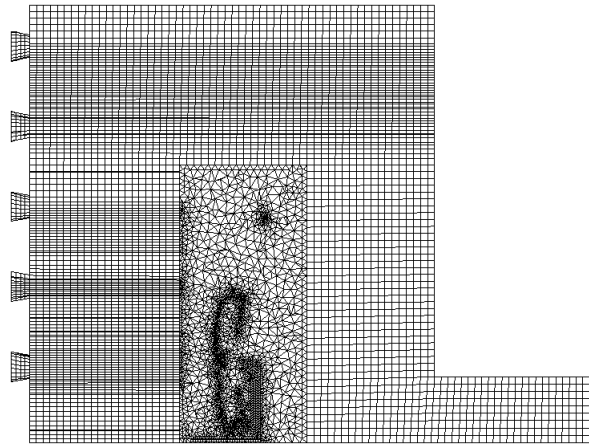
Um ein Volumennetz für die gesamte Versuchsanordnung erstellen zu können, muss das Oberflächennetz der Tür mit einer Oberflächenbeschreibung des umgebenden Trockners und des Gestells kombiniert werden. Da die Tür deutlich kleiner ist als der Trockner, entstehen relativ große Bereiche mit einer sehr einfachen Geometrie. Um diese mit einem qualitativ hochwertigen Netz mit in Strömungsrichtung ausgerichteten Hexaedern ausfüllen zu können, wurde die Tür zu Vernetzungszwecken in eine virtuelle Box eingebettet. So kann die Vernetzung mit Tetraedern auf einen verhältnismäßig kleinen Bereich beschränkt werden (vgl. Abbildung 6.4).

Wegen der Komplexität der Geometrie mit vielen T-Stößen und Engstellen gestaltet sich die Erzeugung von Prismenschichten grundsätzlich problematisch. In Abschnitt 4.1.2 hatte man bereits gesehen, dass die Erzeugung von Prismenschichten um das gesamte Bauteils herum nur mit proAm möglich ist. Allerdings lassen sich hierbei sehr schlechte Zellen an den Blechkanten nicht vermeiden. Mit TGrid können im Allgemeinen Netze mit besserer Qualität generiert werden, die jedoch nur Teile des Bauteils mit Prismenschichten bedecken. Welche Vernetzungsstrategie letztendlich das beste Resultat liefert, soll im Folgenden untersucht werden.

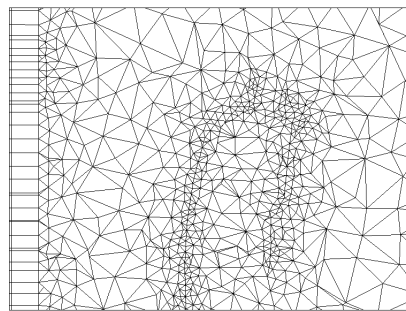
### **Netz ohne Prismenschichten**

In einem ersten Netz wurde gänzlich auf die Generierung von Prismenschichten auf dem Bauteil verzichtet. Das Netz innerhalb der virtuellen Box besteht also fast vollständig aus Tetraedern, nur am Boxrand werden Pyramiden verwendet, um die Verbindung zum Hexaedernetz außerhalb der Box herstellen zu können. Ein detaillierter Schnitt durch dieses Netz ist in Abbildung 6.5(a) dargestellt.

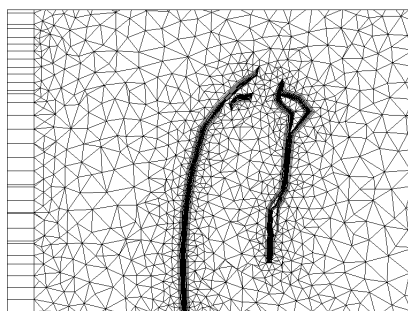
Der Vorteil dieses Netzes ist, dass es sich im Wesentlichen automatisch generieren lässt und dass es mit ca. 1,5 Mio. Zellen kleiner ist als ein entsprechendes Netz mit Prismenschichten. Andererseits bedeutet der Verzicht auf Prismenschichten aber auch, dass keine allzu exakte Modellierung der Grenzschicht und der Wärmeübertragung möglich sein wird.



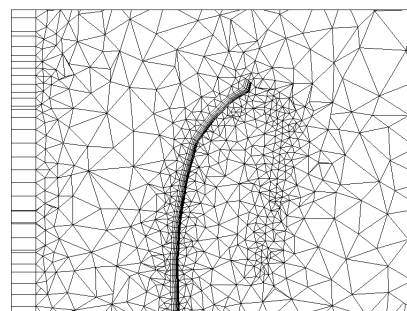
**Abbildung 6.4:** Schnitt durch das Netz mit virtueller Box



(a) Tetraedernetz



(b) proAm-Prismenschichten



(c) TGrid-Prismenschichten

**Abbildung 6.5:** Unterschiedliche Netztypen im Detail

### **Netz mit umlaufenden Prismenschichten (proAm-Netz)**

Das mit proAm erzeugte Netz mit umlaufenden Prismenschichten ist in Abbildung 6.5(b) abgebildet. Es ist mit 3,8 Mio. Zellen wesentlich größer als das reine Tetraedernetz, da auf jeder Seite jedes Oberflächenelements der Tür zehn Prismenschichten liegen. Die wandnächste Schicht hat dabei eine Dicke von 0,1 mm. Seine Erzeugung erfordert einen hohen manuellen Bearbeitungsaufwand, da der Algorithmus zur Subsurface-Berechnung nur dann ein gültiges Ergebnis liefert, wenn die Oberflächentriangulierung der Tür entsprechend vorbereitet wird. Die anschließende Prismenschichtengenerierung liefert neben den abgeflachten Zellen an den Blechkanten auch an Engstellen im Inneren der Tür viele flache und verzerrte Zellen.

### **Netz mit Prismenschichten auf der Türvorderseite (TGrid-Netz)**

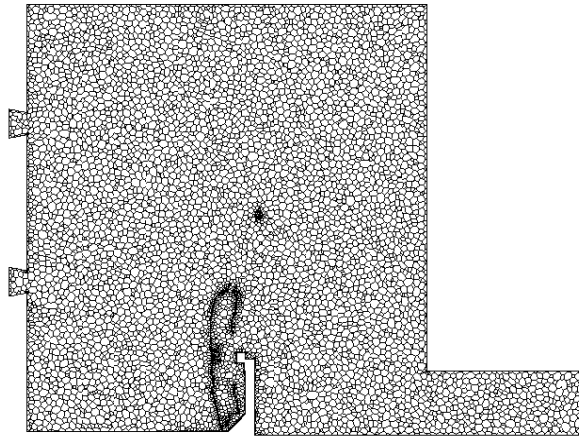
Als eine Art Kompromiss zwischen dem reinen Tetraedernetz und dem proAm-Netz kann man das mit TGrid erzeugte Netz ansehen (vgl. Abbildung 6.5(c)). Hier wurden nur auf der relativ glatten Vorderseite der Tür zehn feine Prismenschichten erzeugt. Auf der der Strömung abgewandten Rückseite handelt es sich hingegen um ein reines Tetraedernetz. Trotzdem ist auch hier ein nicht vernachlässigbarer manueller Aufwand vonnöten, da der Anwender in TGrid explizit definieren muss, über welchen Blechen Prismen liegen sollen. Die Zellenzahl ist mit 1,9 Mio. etwas höher als die des reinen Tetraedernetzes, die Zellqualität beider Netze ist vergleichbar. Allerdings müssen diesmal auf den freiliegenden Prismenseiten nichtkonforme Übergänge zum Tetraedernetz definiert werden.

### **Polyedernetz**

Die Verwendung von Polyedernetzen ist in den aktuell verfügbaren Programmversionen noch mit Einschränkungen verbunden. Deshalb wurden sie im Rahmen dieser Arbeit nur am Rande untersucht.

Für die Fahrertür im Technikumstrockner wurde ein reines Tetraedernetz mit ca. 3,2 Mio. Zellen erstellt und in ein Polyedernetz konvertiert (vgl. Abbildung 6.6). Die Zellenzahl reduziert sich dadurch auf ca. 0,9 Millionen. Zudem wurde auch ein Tetraedernetz mit Prismenschichten auf der Türvorderseite in ein Polyedernetz mit 1,2 Mio. Zellen konvertiert. Leider konnten jedoch für dieses zweite Netz aufgrund von Softwaredefiziten keine Simulationen durchgeführt werden.

Beim Aufrufen des Konvertierungsalgorithmus in Fluent stellt man fest, dass ein sehr großer Arbeitsspeicherbedarf erforderlich ist. Da die Konvertierung aber parallelisierbar ist, stellt dieser Sachverhalt normalerweise keine Einschränkung dar. Problematischer ist die Tatsache, dass es für Polyedernetze kein verlässliches Qualitätskriterium gibt. Denn selbst wenn das originale Tetraedernetz eine hinreichend gute Zellqualität hat, können bei der Konvertierung so verzerrte Polyederzellen entstehen, dass eine stabile Simulation nicht möglich ist. Die verzerrten Zellen können



**Abbildung 6.6:** Schnitt durch das Polyedernetz

aber wegen des fehlenden Qualitätskriteriums erst lokalisiert werden, nachdem eine Berechnung fehlgeschlagen ist. Um Veränderungen am Polyedernetz vorzunehmen, muss das zugrundeliegende Tetraedernetz angepasst werden und der gesamte Konvertierungsprozess erneut ausgeführt werden.

### 6.2.2 Beurteilung der verschiedenen Netztypen

Für alle beschriebenen Netze mit Ausnahme des Polyedernetzes mit Prismenschichten konnten trotz der teilweise schlechten Netzqualität Simulationen durchgeführt werden. Die Rechenzeit hängt dabei neben den verwendeten Modellen hauptsächlich von der Anzahl der Zellen und der Anzahl der verwendeten Prozessoren ab.

Obwohl der PISO-Algorithmus für instationäre Rechnungen effektiver ist, muss bei Netzen mit sehr verzerrten Zellen aus Stabilitätsgründen der SIMPLE-Algorithmus verwendet werden. Häufig muss zusätzlich die Größe der in Fluent voreingestellten Unterrelaxationsfaktoren ein wenig reduziert werden. Beides gilt insbesondere für das proAm-Netz mit den extrem flachen Zellen an den Blechkanten. Dort versagt zum Teil die Turbulenzmodellierung und liefert unsinnige Werte für die Turbulenzgrößen. Dennoch sieht das Gesamtergebnis auch in diesem Fall plausibel aus.

Die ersten Simulationen zur Beurteilung der verschiedenen Netztypen aus Abbildung 6.5 erfolgten aufgrund eines Missverständnisses mit einer zu hohen Düsen-<sup>2</sup>geschwindigkeit, so dass ein Vergleich mit den Messwerten keine Beurteilung der

---

<sup>2</sup>Die gemessene Düsen-<sup>m</sup>geschwindigkeit von 17 <sup>m</sup><sub>s</sub> entspricht der Luftgeschwindigkeit am Düsenaustritt, wohingegen die Einlassgeschwindigkeit der Simulation die Geschwindigkeit am Düsen Eintritt ist. In den ersten Simulationen wurden beide Werte fälschlicherweise gleichgesetzt, später wurde die Einlassgeschwindigkeit der Simulation auf 9 <sup>m</sup><sub>s</sub> reduziert.



Ergebnisqualität zulässt. Außerdem wurde in einem ersten Schritt auf die Modellierung von Strahlungseffekten verzichtet, da diese einerseits eine hohe Rechenzeit erfordern, andererseits aber keine zusätzlichen Erkenntnisse über die Netzqualität zulassen. Es geht also im Moment vorrangig darum, das Verhalten und die Ergebnisse der verschiedenen Simulationen miteinander zu vergleichen.

Zur Modellierung der Turbulenz wurde bei den Netzen (b) und (c) mit Prismenschichten das  $k\text{-}\omega$ -SST-Modell mit der „Transitional Flows“-Option verwendet, wohingegen beim Tetraedernetz (a) aufgrund der Erkenntnisse aus Abbildung 5.10 das  $k\text{-}\varepsilon$ -realizable-Modell mit erweiterter Wandbehandlung zum Einsatz kam. Die Geschwindigkeit und die Temperatur konnten trotz der in Teilbereichen nicht allzu guten Netzqualität mit dem Upwind-Verfahren zweiter Ordnung diskretisiert werden. Die Genauigkeitsordnung der Temperaturberechnung in den Shells sollte jedoch durch Absetzen des Textbefehls

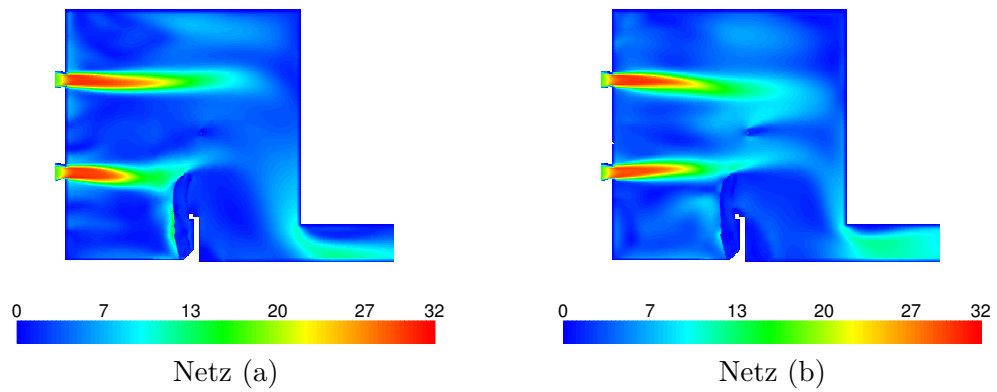
```
(rpsetvar 'temperature/shell-secondary-gradient? #f)
```

auf eins reduziert werden, da andernfalls bei Netzen mit minderer Qualität unphysikalische Werte berechnet werden.

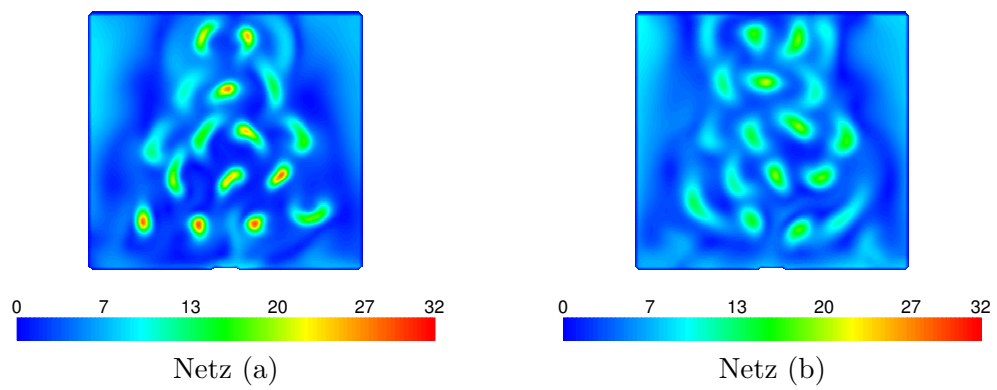
Man erkennt beim Vergleich der Turbulenzmodelle in Abbildung 6.7 und 6.8, dass das  $k\text{-}\varepsilon$ -realizable-Modell etwas schärfere Düsenstrahlen mit einer größeren Eindringtiefe prognostiziert als das  $k\text{-}\omega$ -SST-Modell, obwohl in diesem Bereich exakt dasselbe Netz zugrundeliegt. Das  $k\text{-}\varepsilon$ -realizable-Modell sagt zudem auch eine schnellere Aufheizung der Türvorderseite voraus (vgl. Abbildung 6.9). Ob dies jedoch allein durch die größere Eindringtiefe der Düsenstrahlen begründet werden kann, oder ob hier die Vernetzung und die Turbulenzmodellierung in Wandnähe entscheidend sind, bleibt fraglich. Die Ergebnisse der verschiedenen Simulationen unterscheiden sich aber maximal um wenige Grad. Der Fehler liegt somit in einer ähnlichen Größenordnung wie die Messfehler bei der Bestimmung der Randwerte und der Aufheizkurven.

Bei der Durchführung dieser anspruchsvollen Berechnungen werden verschiedene Defizite der Fluent-Software sichtbar, die bei den einfachen Beispielen aus Kapitel 5 nicht zu erkennen waren. Die Beobachtungen deuten darauf hin, dass vor allem bei der parallelen Version des Löser Unsauberkeiten in der Implementierung des Shell-Conduction-Modells zu finden sind. Diese äußern sich beispielsweise durch unerklärliche Divergenzen oder Programmabstürze, die nur bei einer bestimmten Partitionierung auftreten und an weiteren, völlig analogen Beispielen nicht reproduziert werden können. Man gewinnt den Eindruck, dass solche Probleme besonders häufig auftreten, wenn Netze vom Typ (c) mit nichtkonformen Gitterübergängen an den Prismenseiten verwendet werden.

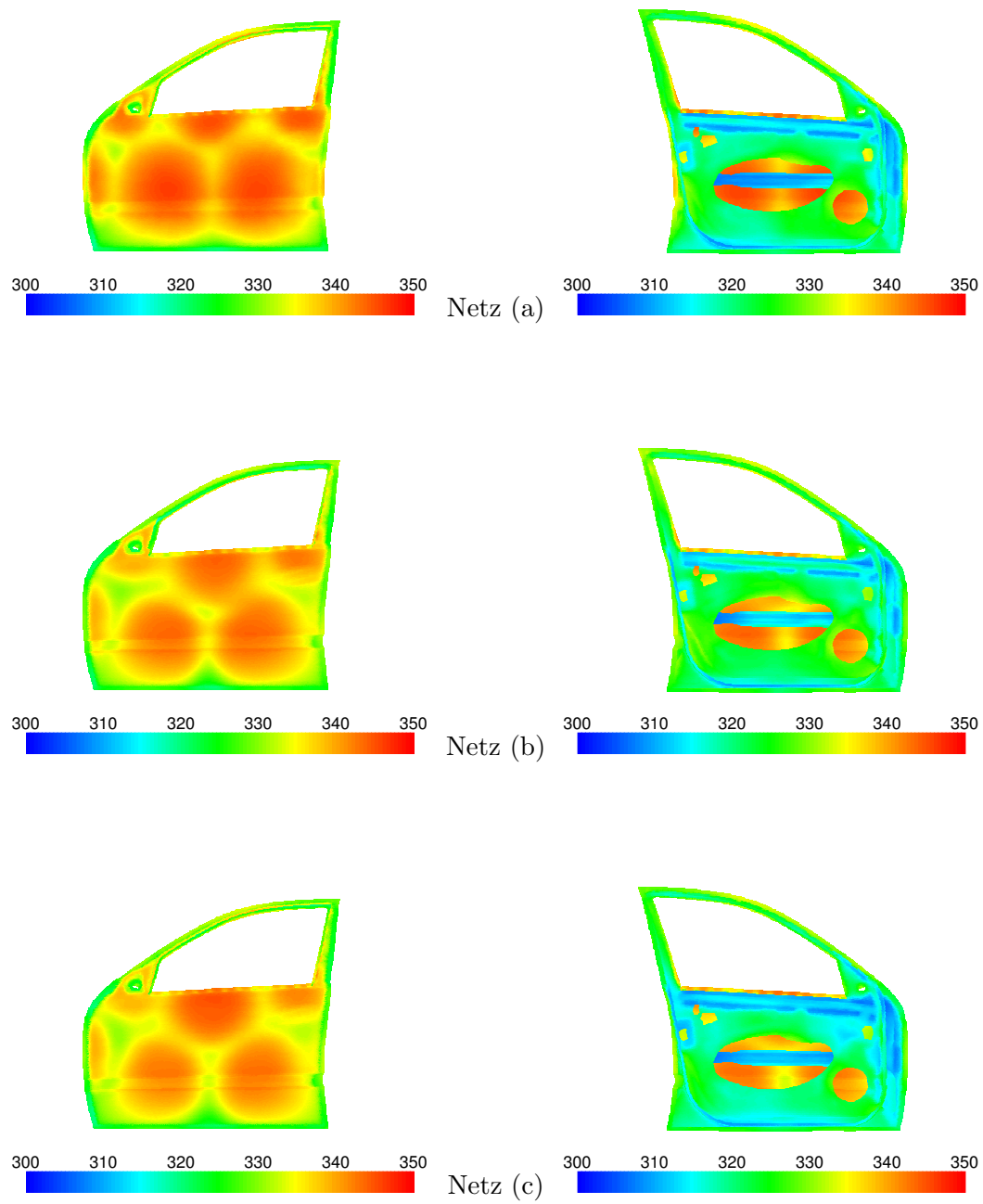
Da die Entwickler der Firma Fluent intensiv an der Behebung dieser Einschränkungen arbeiten, verhalten sich die verschiedenen Programmversionen unterschiedlich. Bis inklusive Version 6.3.17 geriet beim Einlesen von bereits berechneten Daten in die Parallelversion von Fluent die Zuordnung der Funktionswerte zu den Zellen



**Abbildung 6.7:** Schnitt durch das Geschwindigkeitsfeld (in m/s)



**Abbildung 6.8:** Geschwindigkeitsfeld in 60 cm Entfernung von den Düsen (in m/s)



**Abbildung 6.9:** Temperatur der Tür nach 60 s (in K)

durcheinander. Deshalb durften Rechnungen grundsätzlich nicht unterbrochen werden, was bei Rechenzeiten von mehreren Wochen eine unangenehme Einschränkung darstellt. Derselbe Effekt war bei der Berechnung bewegter Geometrien zu erkennen, so dass diese zunächst nur seriell durchgeführt werden konnten (vgl. Meißen [23]). Seit dem Erscheinen von 6.3.19 ist zumindest dieser schwere Defekt behoben.

Im Fall des Polyedernetzes mit Prismenschichten traten nach der Aktivierung des Shell-Conduction-Modells an mehreren Stellen so große Softwareprobleme auf, dass zwar die Berechnung der stationären Anfangsbedingung mit konstanter Blechtemperatur plausible Ergebnisse lieferte, aber eine Aufheizsimulation dennoch nicht möglich war. Das Polyedernetz ohne Prismenschichten bereitet hingegen keinerlei Schwierigkeiten dieser Art. Jedoch musste hier die Vernetzung in der Nähe des Bauteils mehrfach überarbeitet werden, bevor eine numerisch stabile Rechnung durchgeführt werden konnte.

### 6.2.3 Modellierung von Prozessstoffen

#### Einfluss von Prozessstoffen auf den Aufheizprozess

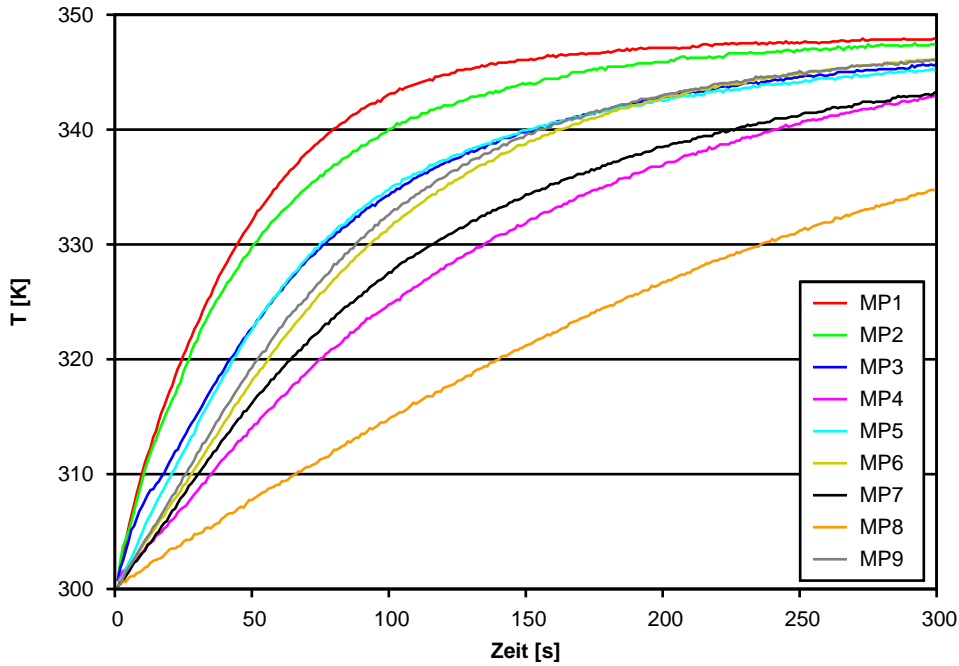
Obwohl die Simulationen in Abschnitt 6.2.2 mit einer zu hohen Düsengeschwindigkeit durchgeführt wurden, entsprechen die Ergebnisse aus Abbildung 6.9 qualitativ dem, was man erwarten würde. Man erkennt deutlich die Bereiche auf der Türvorderseite, die direkt von den Düsenstrahlen getroffen werden und deshalb einem besonders hohen Wärmeeintrag ausgesetzt sind. Bereiche mit hohen Blechdicken heizen sich langsamer auf als solche mit geringeren Dicken. Auch die Türrückseite heizt sich relativ langsam auf, da sie sich auf der Windschattenseite befindet.

Die gemessenen Aufheizkurven aus Abbildung 6.10 zeigen hingegen ein auf den ersten Blick weniger plausibles Verhalten. Man erkennt zwar auch hier, dass sich der Messpunkt 8 – die Lage der Messpunkte ist aus Abbildung 6.1 ersichtlich – aufgrund seiner Lage auf dem Masseteil im Inneren der Tür deutlich langsamer aufheizt als die anderen Punkte. Am zweitlangsamsten heizt sich aber der Messpunkt 4 auf der Türvorderseite auf. Nach 60 s hat er erst eine Temperatur von ca. 316 K erreicht, wohingegen seine Temperatur in allen drei Simulationen aus Abbildung 6.9 schon bei 340–345 K liegt. Diese Diskrepanz ist so groß, dass sie nicht allein durch die zu hoch gewählte Düsengeschwindigkeit erklärt werden kann. Ein ähnlich merkwürdiges Verhalten stellt man auch bei den gemessenen Aufheizkurven der Punkte 5 und 6 fest, die beinahe deckungsgleich mit jenen der Punkte 7 und 9 sind.

Eine Begründung für diese Unstimmigkeiten kann erst nach einem Vergleich des vermessenen Originalbauteils mit dem numerischen Modell gefunden werden. In der Simulation liegen die Punkte 4, 5 und 6 auf einem Stahlblech mit der Dicke 0,75 mm. In der Realität befindet sich jedoch auf der Rückseite dieses Bleches unterhalb von Punkt 4 und 6 zusätzlich jeweils eine Dämmmatte aus Betaphon<sup>3</sup>, die in den bis-

---

<sup>3</sup>Materiallieferant ist Dow Automotive



**Abbildung 6.10:** Gemessene Aufheizkurven der neun Messpunkte auf der Tür (Mittelwert aus sechs Wiederholungsversuchen)

her durchgeführten Simulationen nicht berücksichtigt wurde (auf dem Foto unten rechts in Abbildung 6.1 ist die Dämmmatte bei Punkt 4 zu erkennen). Eine erste Abschätzung ergab, dass deren Dicke recht ungleichmäßig ist, aber mit bis zu 4 mm auf jeden Fall ein Vielfaches der Blechdicke beträgt. Als Durchschnittswert wird im Folgenden 3 mm angenommen. Auch die Materialparameter konnten nur sehr grob bestimmt werden, da selbst dem Materialhersteller keine genaueren Daten vorliegen:

$$\begin{aligned}
 \text{Dichte} \quad \rho_{\text{Betaphon}} &\approx 1700 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \\
 \text{Wärmekapazität} \quad c_{\text{Betaphon}} &\approx 1500 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \\
 \text{Wärmeleitfähigkeit} \quad \lambda_{\text{Betaphon}} &\approx 0,3 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

Damit kann nun der Einfluss der Dämmmatten auf den Aufheizprozess der Türvorderseite abgeschätzt werden. Wenn ein Körper mit dem Volumen  $V = d \cdot A$  um eine Temperaturdifferenz  $\Delta T$  aufgeheizt werden soll, muss ihm eine Wärmemenge

$$\Delta Q = c \rho d A \Delta T$$

zugeführt werden. Entsprechend benötigen zwei Körper 1 und 2 für dieselbe Temperaturerhöhung die Wärmemenge

$$\Delta Q = (c_1 \rho_1 d_1 A_1 + c_2 \rho_2 d_2 A_2) \Delta T. \tag{6.2}$$

Betrachtet man nun ein Flächenelement der Größe  $A$  auf der Vorderseite der Tür im Bereich der Dämmmatten, so kann man mit den in der Fluent-Datenbank hinterlegten Materialwerten von Stahl  $\rho_{\text{Stahl}} = 8030 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  und  $c_{\text{Stahl}} = 502,48 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$  und den geschätzten Werten von Betaphon aus (6.1) abschätzen, dass für die Erwärmung des 0,75 mm dicken Stahlbleches ohne Dämmmatte um  $\Delta T$

$$\Delta Q \approx 3026 \frac{\text{J}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}} A \Delta T$$

nötig ist und für die Erwärmung der Kombination aus Stahlblech und Dämmmatte

$$\Delta Q \approx 10676 \frac{\text{J}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}} A \Delta T.$$

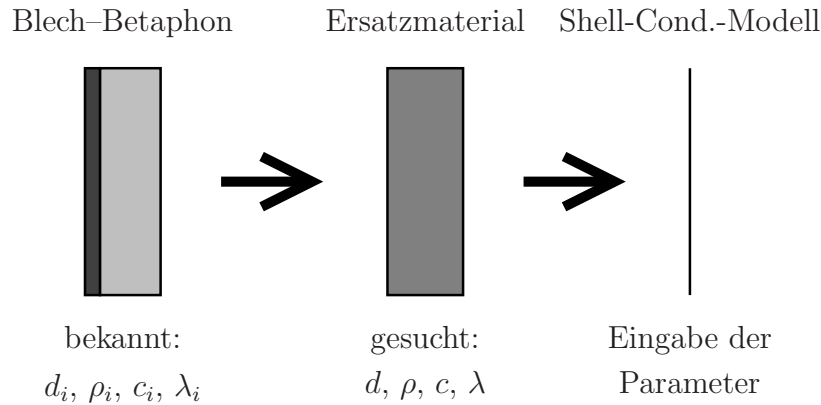
Man sieht also, dass die Erwärmung der Materialkombination um  $\Delta T$  etwa 3,5mal soviel Energie erfordert wie die Aufheizung eines bloßen Stahlblechs. Somit ist der Einfluss der Dämmmatten keinesfalls vernachlässigbar.

Etwas anders verhält es sich mit Messpunkt 5. Dieser liegt nicht oberhalb einer Dämmmatte aus Betaphon, sondern in einem Bereich, wo ein Unterfütterungsklebstoff der Firma Henkel eine Verbindung zwischen dem dünnen Blech auf der Türvorderseite und dem massiven Holm im Inneren der Tür herstellt. Dieses Prozessmaterial ist nicht so großflächig wie die Dämmmatten aufgebracht, sondern füllt nur an manchen Stellen durch einen länglichen „Klecks“ den etwa 6 mm breiten Spalt zwischen Blech und Holm auf. Dadurch ist lokal eine recht große aufzuheizende Masse vorhanden, die zusätzlich durch den direkten Kontakt mit dem kühlen Holm Wärme abtransportiert. Im Rahmen dieser Arbeit konnten weder die exakte Form und Position – man muss davon ausgehen, dass beides im Produktionsprozess variiert – noch die Materialeigenschaften der Kleckse ermittelt werden. Letztere sollten aber in einer ähnlichen Größenordnung wie die des Dämmmattenmaterials liegen.

### Berücksichtigung von Dämmmatten in der Simulation

Es stellt sich nun die Frage, wie zumindest die großflächigen Dämmmatten in den Simulationen berücksichtigt werden können. Da sich die Modellierung der Bleche der Tür mit dem Shell-Conduction-Modell als vorteilhaft gegenüber einer dreidimensionalen Auflösung erwiesen hat, wäre es wünschenswert, auch die Dämmmatten mit diesem Modell zu erfassen. Allerdings ist es nicht möglich, zwei Shellzonen, nämlich eine für die Blech- und eine für die Betaphonschicht, an ein und derselben Stelle zu definieren, da die Software nicht erkennen kann, welche vorne und welche hinten liegt. Es muss also mindestens eine der beiden Materialschichten mit Solidzellen aufgelöst werden.

Ein anderer Ansatz ist, die zweischichtige Struktur nicht direkt wiederzugeben, sondern durch ein Ersatzmaterial zu repräsentieren, welches dann wiederum mit



**Abbildung 6.11:** Modellierung von zwei Materialschichten mit dem Shell-Conduction-Modell

Hilfe des Shell-Conduction-Modells in der Simulation umgesetzt werden kann. Diese Idee ist in Abbildung 6.11 schematisch dargestellt. Die Materialparameter Dicke  $d$ , Dichte  $\rho$ , Wärmekapazität  $c$  und -leitfähigkeit  $\lambda$  dieses Ersatzmaterials müssen dafür so bestimmt werden, dass sie die thermischen Eigenschaften der originalen zweischichtigen Struktur abbilden. Für die Wärmekapazität ergibt sich aus Gleichung (6.2)

$$c = \frac{c_1 \rho_1 d_1 + c_2 \rho_2 d_2}{\rho d}. \quad (6.3)$$

Etwas komplizierter ist die Bestimmung einer Ersatz-Wärmeleitfähigkeit. Dazu wird anstelle der Leitfähigkeit  $\lambda$  der Wärmewiderstand  $R_{th} = \frac{d}{\lambda A}$  betrachtet. Hierfür gilt eine einfache Analogie zum elektrischen Widerstand (vgl. Baehr, Stephan [1]):

Thermodynamik	Elektrizitätslehre
Wärmewiderstand $R_{th}$	Elektrischer Widerstand $R$
Temperaturdifferenz $\Delta T$	Spannung $U$
Wärmestrom $\dot{Q}$	Elektrischer Strom $I$

Damit ergibt sich, dass auch Ersatz-Wärmewiderstände mit den Kirchhoffschen Regeln für die Reihen- und Parallelschaltung berechnet werden können.

- Reihenschaltung:

$$R_{th} = R_{th,1} + R_{th,2} \Rightarrow \lambda_{\perp} = \frac{d}{\frac{d_1}{\lambda_1} + \frac{d_2}{\lambda_2}} \quad (6.4)$$

- Parallelschaltung:

$$\frac{1}{R_{th}} = \frac{1}{R_{th,1}} + \frac{1}{R_{th,2}} \Rightarrow \lambda_{\parallel} = \frac{\lambda_1 d_1 + \lambda_2 d_2}{d} \quad (6.5)$$

Man sieht also, dass man beim Ersatzmaterial zwischen einer Wärmeleitfähigkeit senkrecht durch das Blech hindurch und einer Wärmeleitfähigkeit parallel zur Blechoberfläche unterscheiden muss. Fluent erlaubt die Eingabe dieser beiden Werte mit der Option „biaxial“. Um das Gleichungssystem zu schließen, werden

$$d = d_1 + d_2 \quad \text{und} \quad \rho = \frac{\rho_1 d_1 + \rho_2 d_2}{d} \quad (6.6)$$

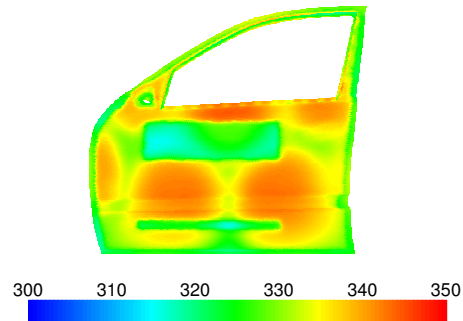
gesetzt. Diese Bedingungen ergeben sich aus der Geometrie sowie der Massenerhaltung und scheinen für die thermischen Eigenschaften des Ersatzmaterials irrelevant zu sein.

### Durchführung von Simulationen

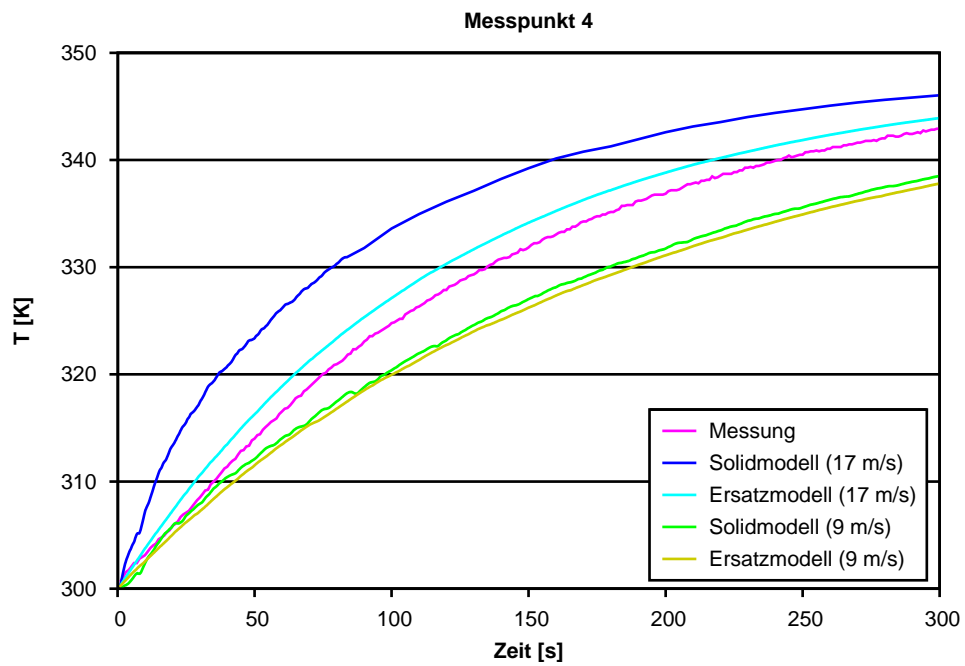
Um das im vorangegangenen Unterabschnitt hergeleitete Modell mit den Materialparametern (6.3)–(6.6) anhand der Tür im Technikumstrockner zu testen, wurde das Netz (c) mit Prismenschichten auf der Türvorderseite überarbeitet. Im ersten Fall wurden lediglich neue Shell-Conduction-Zonen auf der Türvorderseite definiert, die dem Bereich des Ersatzmaterials entsprechen. Da dabei auf eine Neuerzeugung des Oberflächennetzes verzichtet wurde, haben diese Zonen keine glatten Ränder, was aber aufgrund der ohnehin vorhandenen geometrischen Unsicherheiten keine Rolle spielen sollte. Im zweiten Fall wurde nicht das vereinfachte Modell verwendet, sondern es wurden auf der Rückseite des vorderen Türblechs drei Prismenschichten der Gesamtdicke  $d = 3 \text{ mm}$  aus Solidzellen extrudiert, denen die Materialparameter von Betaphon zugeordnet wurden. Der zweite Fall spiegelt folglich die Realität besser wider, erfordert aber einen höheren Vernetzungsaufwand.

Die Simulationen wurden für beide Fälle sowohl mit der zu hohen Einlassgeschwindigkeit  $17 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  als auch mit der korrigierten Geschwindigkeit  $9 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  durchgeführt. Auf die Strahlungsmodellierung wurde in diesem Abschnitt erneut verzichtet. Wenn man Abbildung 6.12 mit den Ergebnissen aus Abbildung 6.9 vergleicht, ist der Einfluss der Dämmmatten auf das Aufheizverhalten klar zu erkennen. Die berechneten Aufheizkurven für den Messpunkt 4 sind für alle Variationen in Abbildung 6.13 zu sehen. Der Vergleich mit der gemessenen Kurve ist hierbei aufgrund der vielen Unsicherheiten bei den Materialdaten mit Vorsicht zu genießen. Wichtiger ist an dieser Stelle der Vergleich der verschiedenen simulierten Kurven miteinander. Man sieht, dass das Modell mit dem Ersatzmaterial für die hohe Düsendgeschwindigkeit eine deutliche Abweichung von der Kurve mit den als Solid vernetzten Dämmmatten vorhersagt. Die beiden Kurven für die geringere Einlassgeschwindigkeit liegen hingegen sehr eng beisammen. Dieses Phänomen soll nun erläutert werden.





**Abbildung 6.12:** Temperatur der Tür mit Dämmmatten nach 60 s (in K) – Netz (c), Modellierung der Dämmmatten mit Solidzellen



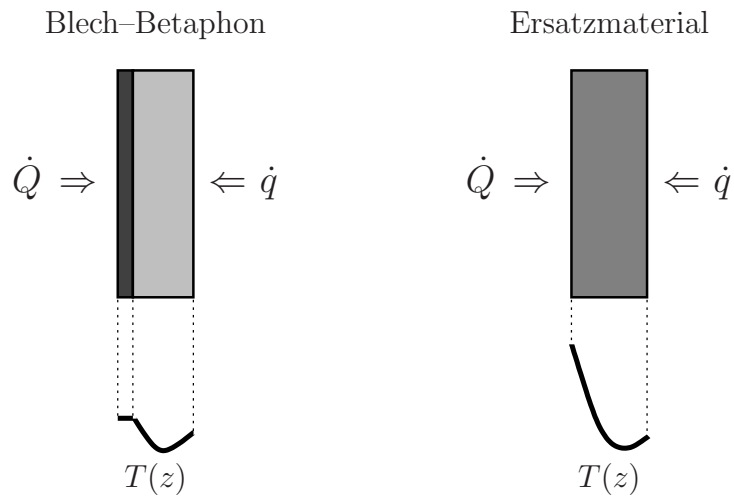
**Abbildung 6.13:** Vergleich der Aufheizkurven des vereinfachten Ersatzmodells mit dem Solidmodell

## Ergebnisdiskussion

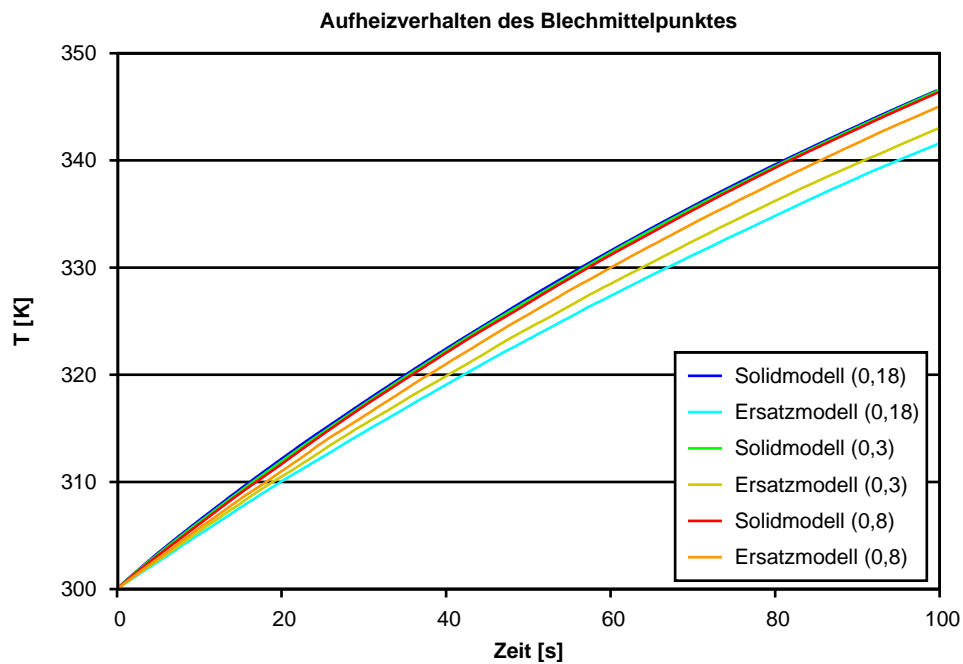
Das Problem bei der Anwendung der Kirchhoffschen Regel zur Herleitung der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\perp}$  des Ersatzmaterials ist, dass diese nur für stationäre Zustände gilt. Deshalb kann dieses Modell zum Beispiel in der Bauphysik bei der Berechnung der Wärmedämmung von Hausmauern erfolgreich angewendet werden. Bei instationären Aufheizprozessen hat aber die Anordnung der Materialschichten aus Blech und Betaphon einen Einfluss auf das Ergebnis.

In dem hier vorliegenden Fall ist nämlich  $d_{\text{Blech}} \ll d_{\text{Betaphon}}$  und  $\lambda_{\text{Blech}} \gg \lambda_{\text{Betaphon}}$ . Deshalb wird nach Gleichung (6.4) die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\perp}$  senkrecht durch das Ersatzmaterial dominant von  $\lambda_{\text{Betaphon}}$  bestimmt und ist somit viel kleiner als diejenige vom Stahlblech. Bei der Tür im Technikumstrockner erfährt das vordere Blech mit der Dämmmatte einen relativ großen Wärmeeintrag  $\dot{Q}$  von vorne und einen relativ kleinen Wärmeeintrag  $\dot{q}$  von hinten. Angewendet auf die Zweischichtstruktur Blech–Betaphon heißt das nun, dass die von  $\dot{Q}$  gelieferte große Wärmemenge schnell ins Blechinnere transportiert wird und dieses gleichmäßig aufheizt. Nur im Bereich der Dämmmatte bildet sich ein merkbarer Temperaturgradient. Dieses Verhalten ist in Abbildung 6.14 links qualitativ skizziert. Wählt man hingegen die Modellierung mit dem Ersatzmaterial, so kann die Wärme aufgrund der relativ schlechten Leitfähigkeit nur verzögert in das Material eindringen und staut sich an der Oberfläche (vgl. Abbildung 6.14 rechts). Dieser Effekt ist umso stärker, je größer das Verhältnis  $\dot{Q}/\lambda_{\perp}$  ist. Der Wärmestau hat zur Folge, dass sich der konvektive Wärmeeintrag im Folgenden reduziert, da er von der Oberflächentemperatur des aufzuheizenden Objekts abhängt. Dasselbe gilt übrigens auch für die bisher noch vernachlässigte Wärmestrahlung. Das ist der Grund, warum sich das Ersatzmaterial vor allem in den Simulationen mit hoher Einlassgeschwindigkeit deutlich langsamer aufheizt als die korrekt modellierte zweischichtige Blech–Dämmmatte-Kombination.

Da der Wert von  $\lambda_{\text{Betaphon}}$  einerseits nur geschätzt wurde, andererseits aber über die Verlässlichkeit des Ersatzmodells entscheidet, macht es Sinn, seinen Einfluss auf das Aufheizverhalten genauer zu untersuchen. Zu diesem Zweck wurde auch das Stahlblech des Testfalls aus Abschnitt 5.1.2 mit einer Dämmmatte auf der Blechrückseite versehen. Die Aufheizkurven aus Abbildung 6.15 zeigen, dass die Aufheizung des Blechmittelpunktes praktisch nicht von der Wärmeleitfähigkeit des Dämmmattematerials abhängt, solange das realitätsgetreue Solidmodell verwendet wird. Das liegt daran, dass der Großteil der von vorne aufgenommenen Wärmemenge  $Q$  zur Erwärmung des Stahlbleches dient und der Wärmestrom vom Blech in die Dämmmatte so klein ist, dass sich hier nur ein schwacher Temperaturgradient aufbaut. Dieser ist dennoch für die leichten Abweichungen zwischen den Kurven verantwortlich, da bei einer geringeren Wärmeleitfähigkeit der Dämmmatte die Wärmeabgabe vom Blech stärker blockiert wird und dieses deshalb eine geringfügig höhere Temperatur hat. Andererseits sieht man auch hier, dass die Vorhersage mit dem Ersatzmodell bei kleineren  $\lambda$ -Werten immer stärker von der „richtigen“ Lösung abweicht.



**Abbildung 6.14:** Temperaturgradient in der Zweischichtstruktur (links) und im Ersatzmaterial (rechts)



**Abbildung 6.15:** Variation der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  (in  $\frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ ) des Dämmmattenmaterials

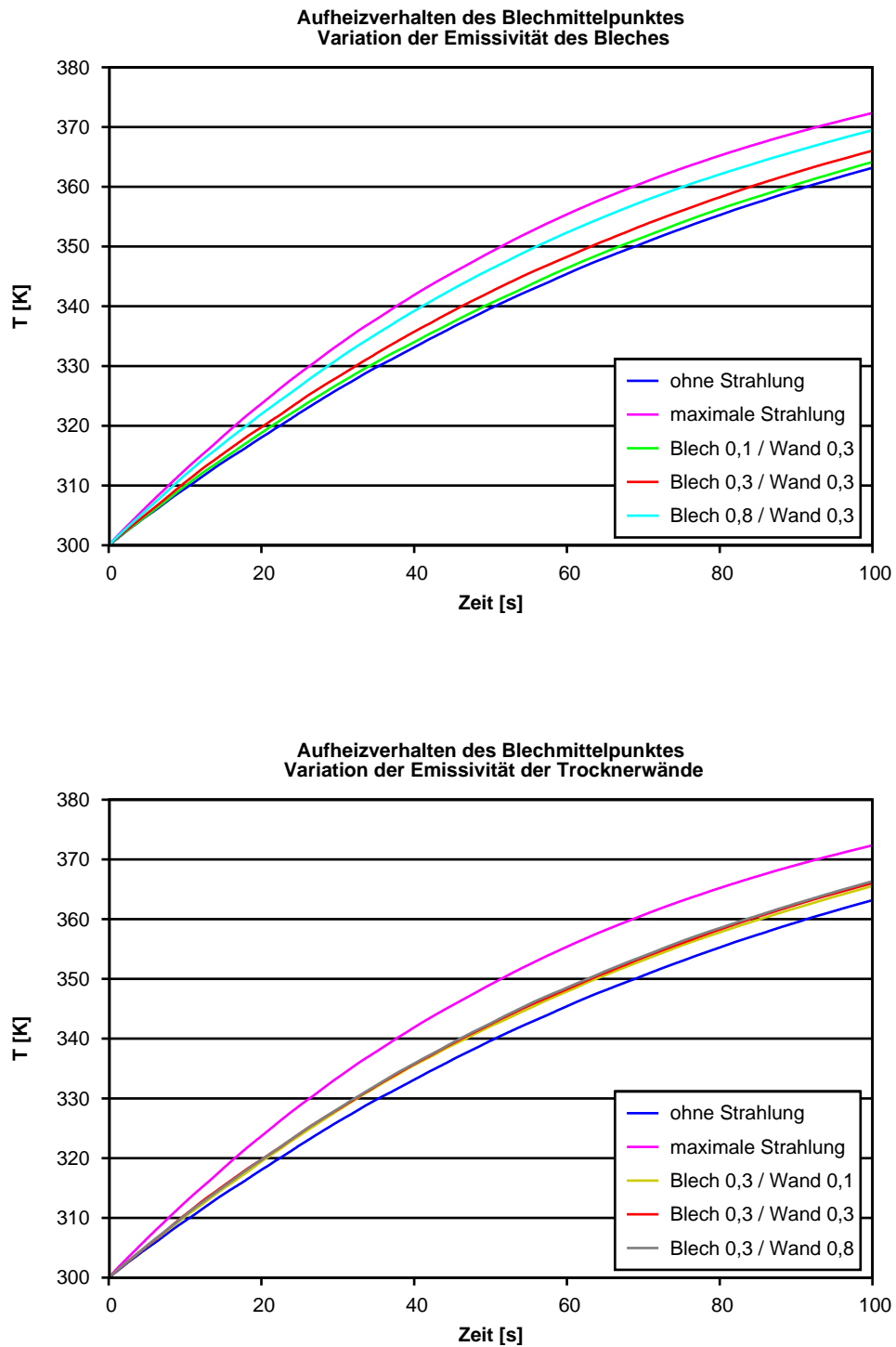
Man bekommt bei diesen Betrachtungen den Eindruck, dass eine künstliche Erhöhung der mit (6.4) berechneten Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\perp}$  die Defizite des Ersatzmodells reduzieren würde. Das gilt aber nur, so lange der Hauptwärmeeintrag von der Blechseite und nicht von der Dämmmattenseite erfolgt. Bei Automobilkarossen in Trocknern ist das zwar immer der Fall. Im Allgemeinen wäre es aber auch denkbar, dass das Blech umgedreht wird, so dass die Dämmmatte zu den Düsen zeigt. Dann wäre der Wärmestau an der Oberfläche reell und könnte mit einem zu großen  $\lambda_{\perp}$  nicht erfasst werden. Das Ersatzmodell kann nicht zwischen einem richtig angeordneten und einem umgedrehten Blech unterscheiden und liefert eine Aufheizkurve, die zwischen diesen beiden Extremfällen liegt.

### 6.2.4 Einfluss von Strahlung

Aus den vorangegangenen Projekten mit demselben Technikumstrockner ist bekannt (vgl. [21, 25]), dass bei den hier eingestellten Düsengeschwindigkeiten und -temperaturen der konvektive Wärmeeintrag in das Bauteil über 90% des Gesamtwärmeeintrags ausmacht und die Strahlung somit fast vernachlässigbar ist. Da die Strahlungsberechnung zudem sehr rechenaufwändig ist, wurde sie in den bisherigen, eher grundlegenden Betrachtungen aus Abschnitt 6.2.2 und 6.2.3 vernachlässigt. In diesem Abschnitt wird nun ihr Einfluss auf das Aufheizverhalten der Tür im Technikumstrockner untersucht.

Eine Schwierigkeit von Strahlungsberechnungen ist häufig, dass die Emissivitäten  $\varepsilon_W$  der strahlenden Wände nicht bekannt sind. Diese hängen nicht nur vom Material, sondern auch von der Oberflächenbeschaffenheit sowie vom Betrachtungswinkel und der Wellenlänge ab. Deshalb können Literaturrecherchen nur bedingt weiterhelfen. Dort wird beispielsweise die Emissivität von blankem Stahl mit 0,1–0,3 angegeben (vgl. Baehr, Stephan [1]). Bei Messungen an der Universität der Bundeswehr Hamburg [15] konnten diese Werte für blanke Stahlbleche bestätigt werden. Andererseits wurde in derselben Arbeit auch gezeigt, dass z. B. für KTL-beschichtete Stahlbleche  $\varepsilon_W \approx 0,9$ –0,95 in weiten Bereichen gilt.

Bei der hier betrachteten Tür handelt es sich um ein Bauteil aus beschichteten Stahlblechen (beidseitig organisch behandelt und/oder verzinkt), das auf der Vorderseite zusätzlich mit einem schwarzen Mattlack lackiert wurde. Ihr Emissionsgrad sollte also nahe bei eins liegen. Die Trocknerwände sind aus unbeschichtetem Edelstahl, der aber aufgrund der natürlichen Oxidation an Luft keinesfalls als blank betrachtet werden darf. Eine verlässliche Schätzung oder Messung der Emissivität der Trocknerwände liegt somit leider nicht vor. Anhand einer Untersuchung des Testfalls aus Abschnitt 5.1.2 (ohne Dämmmatte) kann aber gezeigt werden, dass das Aufheizverhalten des Bleches wesentlich stärker von seiner eigenen Emissivität abhängt als von derjenigen der Trocknerwände. In Abbildung 6.16 sind dazu die mit dem Modell der Diskreten Ordinaten simulierten Aufheizkurven des Blechmittelpunktes für verschiedene Parameterkombinationen dargestellt. Im ersten Fall



**Abbildung 6.16:** Variation der Emissivität  $\varepsilon_W$  des Bleches (oben) und der Trocknerwände (unten) beim Testfall

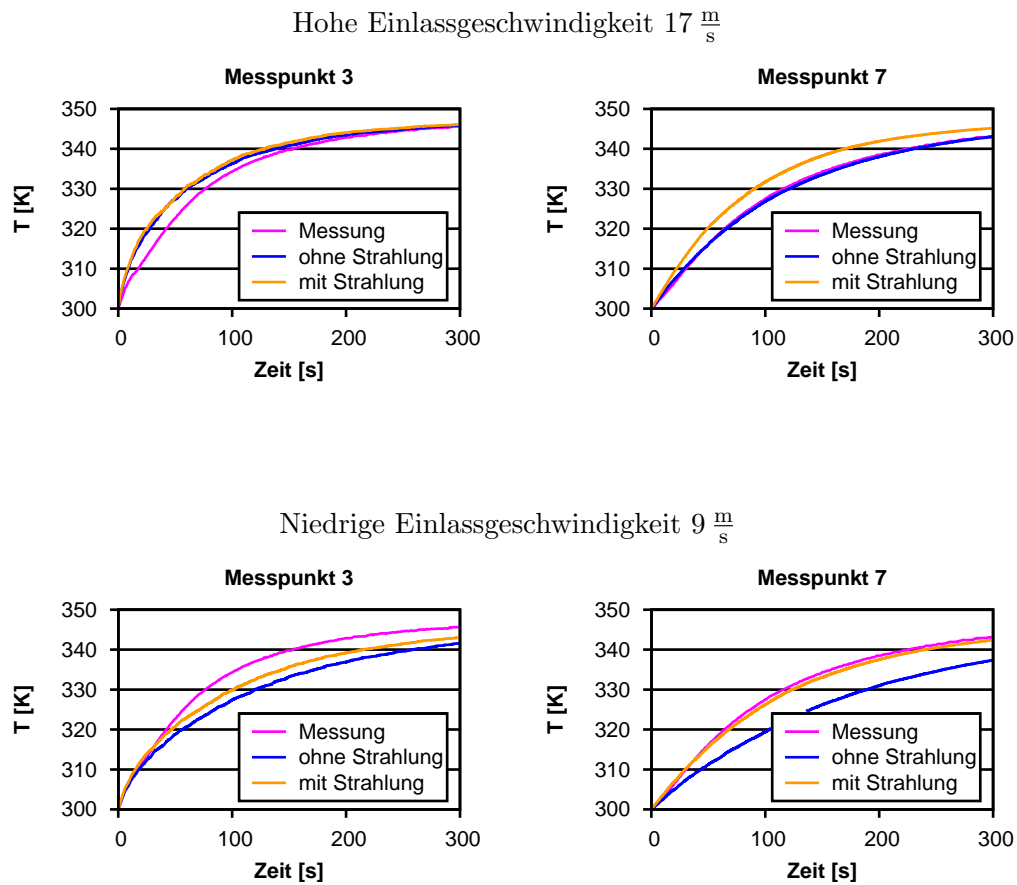
(oben) wurde die Emissivität des Bleches variiert, während diejenige der Trocknerwände konstant gleich 0,3 gesetzt wurde. Im zweiten Fall (unten) ändert sich die Emissivität der Trocknerwände, die des Bleches bleibt fest. Zur Orientierung sind in beiden Diagrammen auch die Kurven ohne Strahlung (d. h.  $\varepsilon_W = 0$  für alle Wände) und mit maximaler Strahlung (d. h.  $\varepsilon_W = 1$  für alle Wände) eingezeichnet.

Für die Berechnung der Tür im Technikumstrockner kann man also festhalten, dass die Emissivität der Trocknerwände keine wesentliche Rolle spielt und dass diejenige der Tür sehr nahe bei eins liegt. Durch ein Gleichsetzen aller Emissivitäten  $\varepsilon_W = 1$  kann Rechenzeit gespart werden, da nur Emission, aber keine Reflexion von Strahlung berechnet werden muss. Das so berechnete Aufheizverhalten kann als obere Schranke für die Aufheizrechnung mit den korrekten, aber unbekannten Emissivitäten verstanden werden und sollte wegen des relativ geringen Einflusses der Strahlungsberechnung auf das Gesamtergebnis eine gute Prognose darstellen.

In Abbildung 6.17 sind die simulierten Aufheizkurven der Messpunkte 3 und 7 für die zu hoch gewählte und für die korrigierte, niedrigere Einlassgeschwindigkeit abgebildet. Dabei bezeichnet „ohne Strahlung“ die Simulation mit  $\varepsilon_W = 0$  für alle Wände und „mit Strahlung“ die obere Schranke mit  $\varepsilon_W = 1$  für alle Wände. Alle hier vorgestellten Rechnungen wurden mit Netz (c) und dem Modell der Diskreten Ordinaten durchgeführt. Die Dämmmatten wurden durch das vereinfachte Ersatzmodell beschrieben, was aber auf die Aufheizung der weit von den Dämmmatten entfernt liegenden Punkte 3 und 7 keinen Einfluss haben sollte.

Man erkennt, dass die Strahlungsmodellierung auf der Rückseite der Tür bei Messpunkt 7 einen größeren Einfluss auf das Ergebnis hat als auf der Vorderseite bei Messpunkt 3. Das liegt an der Tatsache, dass auf der Türückseite der konvektive Wärmeeintrag aufgrund der niedrigeren Strömungsgeschwindigkeiten geringer ist und somit der von der Strömung unabhängige Wärmeeintrag durch Strahlung einen höheren Anteil am Gesamtwärmeeintrag hat. Aus demselben Grund hat auch die Strahlung bei den Simulationen mit der zu hohen Düsengeschwindigkeit generell einen kleineren Anteil. Bei Messpunkt 3 ist dieser sogar so klein, dass er allein anhand der Aufheizkurve kaum noch ausgemacht werden kann.

Bei Trocknern mit hohen Temperaturunterschieden wird der Strahlungsanteil aufgrund seiner  $T^4$ -Abhängigkeit auch bei hohen Düsengeschwindigkeiten eine immer größere Rolle spielen. Fehler bei der Bestimmung der Emissivitäten der Wände werden sich deshalb immer stärker auf das Ergebnis auswirken. Aber auch bei relativ niedrigen Temperaturen kann der Strahlungseinfluss relevant sein, wenn die Strömungsgeschwindigkeiten ebenfalls sehr niedrig sind. Man muss also stets im Einzelfall abwägen, ob und wenn ja mit welcher Genauigkeit Strahlungseffekte in den Simulationen berücksichtigt werden müssen.



**Abbildung 6.17:** Einfluss der Strahlungsmodellierung auf die Aufheizkurven der Messpunkte 3 (links) und 7 (rechts)

**Bemerkung** In den Abschnitten 3.2 und 4.2.3 hatte man bereits gesehen, dass neben dem Modell der Diskreten Ordinaten prinzipiell auch das Wand-zu-Wand-Modell zur Modellierung der Strahlungseffekte im Trockner geeignet ist. Im Fall von unbewegten Geometrien wäre die benötigte Rechenzeit dabei sogar nur wenig höher als bei einer Simulation ohne Strahlungsmodellierung. Die meisten Untersuchungen in dieser Arbeit wurden aber dennoch mit dem aufwändigeren Modell der Diskreten Ordinaten durchgeführt, um die spätere Übertragbarkeit auf bewegte Geometrien von Anfang an zu gewährleisten.

Beim direkten Vergleich der beiden Strahlungsmodelle anhand der Tür im Technikumstrockner zeigte sich ebenso wie in Meißen [21] kaum ein Unterschied im Ergebnis, so dass auf die Darstellung der berechneten Kurven an dieser Stelle verzichtet werden kann. Insbesondere kann beim Vergleich der Kurven kein eindeutiger Trend in die eine oder andere Richtung ausgemacht werden. Die Rechenzeiten sind allerdings bei Verwendung des Wand-zu-Wand-Modells deutlich geringer als beim Modell der Diskreten Ordinaten. Ein Problem des Wand-zu-Wand-Modells ist jedoch, dass die in der Fluent-Version 6.3 vorhandenen Einschränkungen leider keine Simulation auf dem Netz (c) mit den nichtkonformen Gitterübergängen an den Prismenseiten zulassen, so dass diese Vergleichsrechnungen ausnahmsweise mit dem ungünstigeren Netz (b) durchgeführt werden mussten.

### 6.3 Simulation von Karossen in Produktionstrocknern

In diesem Abschnitt sollen die im Rahmen von firmenexternen Direktbeauftragungen gewonnenen Erkenntnisse zur Simulation von Karossen in Produktionstrocknern vorgestellt werden. Dabei wird im ersten Schritt eine Karosse in einem Taktrockner und danach dieselbe Karosse in einem Durchlauftrockner betrachtet. Bei beiden Projekten stellte sich jedoch bald heraus, dass umfangreiche Verbesserungen an der Fluent-Software nötig sind, um Aufgabenstellungen von dieser Komplexität zufriedenstellend und innerhalb angemessener Rechenzeit lösen zu können. Da es sich hierbei um einen längerfristigen, kontinuierlichen Entwicklungsprozess handelt, muss die folgende Darstellung auf die bis heute erreichten Teilergebnisse und die in den vergangenen Monaten realisierten Fortschritte beschränkt bleiben.

#### 6.3.1 E-Klasse im Taktrockner

Die Firma Inpro GmbH in Berlin hat umfangreiche Studien zur Simulation der Aufheizung einer E-Klasse Limousine im KTL3-Taktrockner des Mercedes-Benz Werks Sindelfingen durchgeführt (vgl. Klausnitzer, Meißen [16]). Es handelt sich hierbei prinzipiell um denselben Trockner<sup>4</sup> und um dieselbe Karosserie, die auch schon in Wessels [37] untersucht wurden. Während dort jedoch versucht wurde, die

---

<sup>4</sup>Der Einlaufbereich und die Aufheizzone 1 des Trockners wurden jedoch umgebaut.



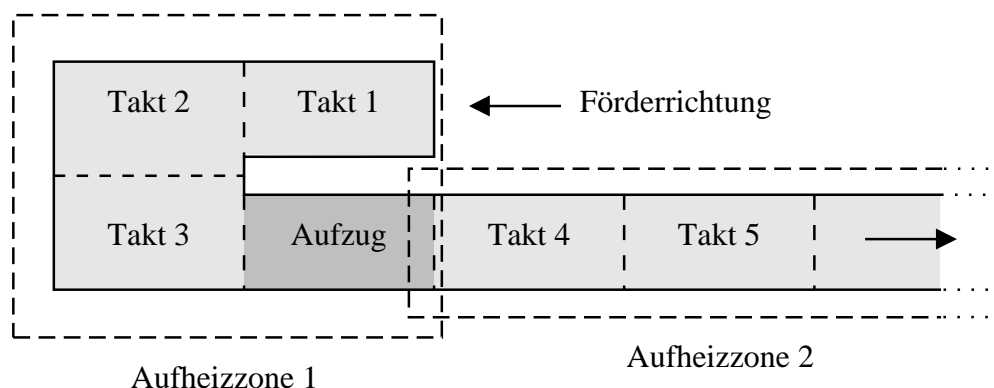
Aufheizung der Karosse vollständig von der Strömungsberechnung entkoppelt zu berechnen, soll nun die in Kapitel 5 entwickelte Methodik an einem Beispiel aus der Produktion verifiziert werden.

### Charakterisierung des Trockners

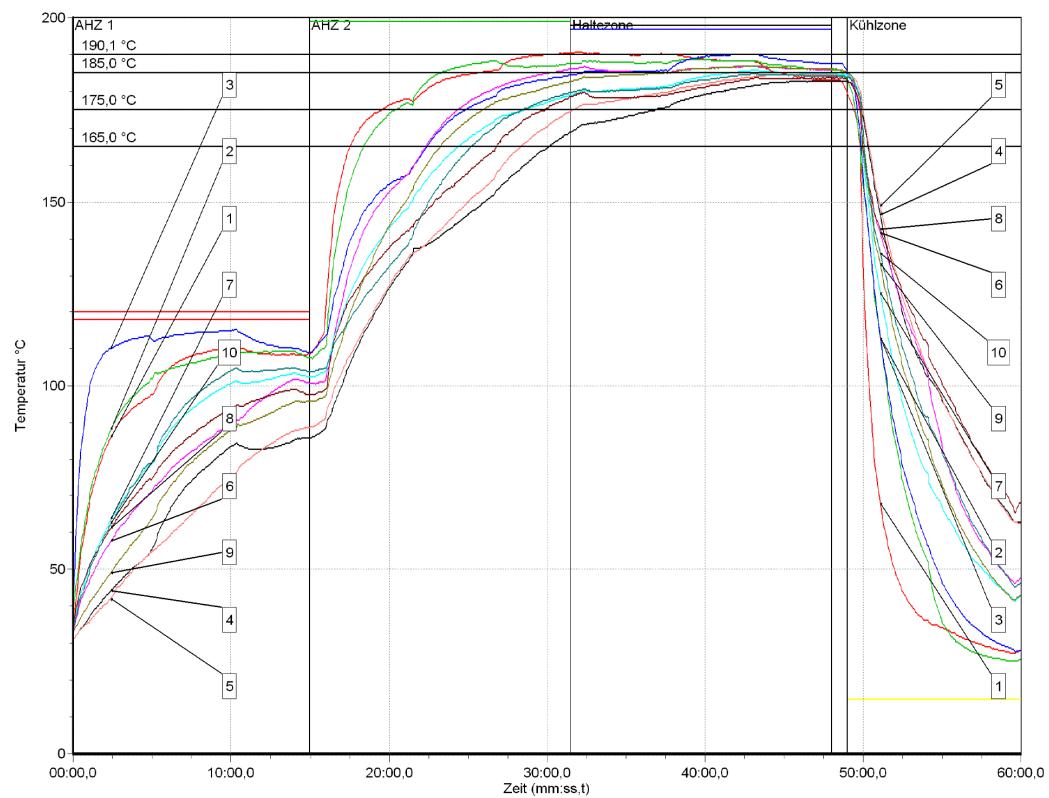
Der Grundriss sowie die Benennungen des zu simulierenden Taktrockners sind in Abbildung 6.18 schematisch dargestellt. In Abbildung 6.19 ist eine typische Schar von gemessenen Aufheizkurven zu sehen. Aus den Kurven lässt sich ablesen, dass die Karosserie in den drei Takten der Aufheizzone 1 auf ca.  $110^{\circ}\text{C}$  vorgewärmt wird. Anschließend wird sie in der ebenfalls drei Takte umfassenden Aufheizzone 2 auf die Maximaltemperatur  $190^{\circ}\text{C}$  aufgeheizt. Beide Aufheizzonen verfügen über eine Vielzahl von Düsen, durch die die Luft mit einer Geschwindigkeit von bis zu  $30 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  und Temperaturen von  $120^{\circ}\text{C}$  (Aufheizzone 1) bzw.  $200^{\circ}\text{C}$  (Aufheizzone 2) einströmt. Die Düsen sind dabei drehbar gelagert, so dass der Einströmwinkel der heißen Luft für jede Düse individuell angepasst werden kann.

Nach etwa einer halben Stunde Prozesszeit hat die Karosse die beiden Aufheizzonen und damit den für die Aufheizsimulation interessanten Bereich durchlaufen. Um die Temperatur der aufgeheizten Karosse über einen hinreichend langen Zeitraum konstant zu halten, durchläuft die Karosse im Anschluss mehrere Takte einer Haltezone ohne Düsen. Abschließend wird sie in der Kühlzone wieder auf Raumtemperatur abgekühlt.

Etwas ungewöhnlich ist an diesem Trockner, dass die einzelnen Stationen nicht geradlinig angeordnet sind. Stattdessen wird die Karosse mit dem Heck voran in den Trockner hineinfördert. Nach Beendigung des ersten Taktes wird sie rückwärts zum zweiten Takt bewegt. Die Bewegung vom zweiten zum dritten Takt erfolgt hingegen seitwärts. Anschließend wird sie in „normaler Fahrtrichtung“ mit einem Aufzug in die 2,8 m höher gelegene Aufheizzone 2 transportiert und bewegt sich von



**Abbildung 6.18:** KTL3-Taktrockner im Mercedes-Benz Werk Sindelfingen



**Abbildung 6.19:** Aufheizkurven einer E-Klasse im KTL3-Takttrockner (Quelle: Mercedes-Benz Oberflächentechnik)

da an geradlinig durch die verschiedenen Takte der Aufheizzone 2 und der Halte- und Kühlzone. Die Positionswechsel machen sich jeweils aufgrund der sich verändernden Aufheizbedingungen durch Knicke in den Aufheizkurven bemerkbar.

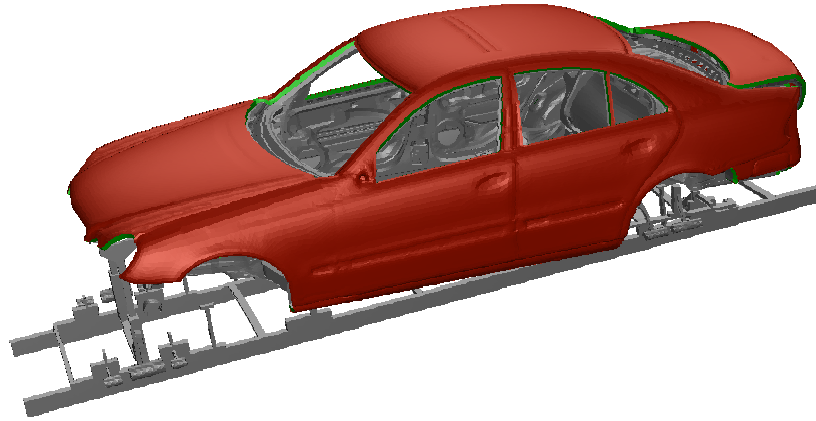
#### **Vernetzung**

Zur Volumenvernetzung wurde die Karosserie auf dem KTL-Beförderungsgestell ähnlich wie die Tür zunächst in eine virtuelle Box eingebettet. Dadurch wird die größtmögliche Flexibilität bewahrt, denn wenn das Volumennetz für diesen geometrisch hochkomplizierten Bereich erst einmal erzeugt sein wird, wird es nicht mehr allzu aufwändig sein, die Karosserie an verschiedenen Stellen im Trockner zu positionieren, den umgebenden Trockner zu verändern, oder mit dem Fahrstuhlprinzip aus Abschnitt 4.3.1 auch die Bewegung durch den Trockner zu erfassen.

Auch diesmal wurden zwei verschiedene Volumennetze analysiert, die beide die Karosseriebleche mit dem Shell-Conduction-Modell beschreiben. Sie basieren auf demselben Oberflächennetz, das auch als Grundlage für die Vernetzung der Tür diente. Das erste, mit proAm generierte Volumennetz entspricht dem Netztyp (b) aus Abbildung 6.5 auf Seite 96 und wurde ebenso wie das Oberflächennetz von der Firma TWT GmbH in Neuhausen erstellt. Es zeichnet sich also durch Prismenschichten aus, die rund um das Bauteil laufen, aber entlang der Blechkanten zu sehr flachen Tetraedern und Pyramiden entarten. Im Inneren der Box wurde ein regelmäßiges Hexaedernetz erzeugt. Insgesamt beträgt die Zellenzahl dieses proAm-Netzes ca. 13,6 Millionen. Beim von der Firma Fluent Deutschland GmbH im Rahmen der in Abschnitt 6.3.2 vorgestellten Machbarkeitsstudie generierten TGrid-Netz vom Typ (c) wurde hingegen nur die relativ glatte Außenseite der Karosse mit Prismenschichten versehen. Diese sind in Abbildung 6.20 rot dargestellt, die Seitenflächen der Prismenschichten sind grün gekennzeichnet. Insgesamt kann durch die Beschränkung der Prismenschichten auf die Außenseite der Karosse eine vergleichsweise gute Zellqualität erreicht werden. Anschließend wurde die Box mit einem Tetraedernetz aufgefüllt. Die resultierende Anzahl der Zellen ist aufgrund der etwas feineren Tetraedervernetzung mit 14 Millionen ähnlich hoch wie beim proAm-Netz.

#### **Vorgehensweise zur Simulation**

Das Ziel dieses Projekts ist es, die Aufheizung einer Karosse bei ihrem Durchlauf durch die verschiedenen Takte des Trockners zu berechnen, wobei die Fortbewegung von einem Takt zum nächsten in der Simulation vernachlässigt werden soll. Der Trockner wird dabei als vollbestückt angenommen, d. h. auf jeder Position des Takt-trockners befindet sich eine Karosse. Aufgrund der extremen Netzgröße ist es aber nicht zielführend, jede dieser Karossen durch eines der oben beschriebenen boxförmigen Volumennetze darzustellen, sondern es muss eine Strategie entwickelt werden, die diese Situation mit anderen Mitteln abbildet. Man könnte sich vorstellen, dass



**Abbildung 6.20:** Prismenschichten beim TGrid-Netz

nur diejenige Karosserie detailliert aufgelöst wird, deren Aufheizung in der Simulation verfolgt wird, während alle anderen stark vereinfacht dargestellt werden. Wenn die umschreibende Box der vereinfachten Karosserie dieselbe Größe hat wie die originale Box, so kann die Weiterbewegung der Karosserien von einem Takt zum nächsten durch ein Vertauschen der entsprechenden Boxen realisiert werden.

Nach jeder Veränderung des Netzes muss die Berechnung neu initialisiert werden. Da sich das Geschwindigkeitsfeld innerhalb von Sekundenbruchteilen an die neue Situation anpasst, sollte hierfür eine grobe Abschätzung genügen. Eine technische Schwierigkeit stellt aber die Übertragung der mit dem Shell-Conduction-Modell simulierten Blechtemperaturen dar, die zumindest für die detailliert aufgelöste Karosserie sehr genau stattfinden muss. Ein weiterer Schwachpunkt dieser Vorgehensweise ist, dass die Temperatur der vorangegangenen, vereinfachten Karossen im Vorfeld der Rechnung natürlich noch nicht bekannt ist und deshalb nur geschätzt werden kann.

Insgesamt kann man allerdings davon ausgehen, dass die gegenseitige Beeinflussung der Karossen im Trockner eher gering ist, aber sowohl der Bearbeitungs- als auch der Rechenaufwand der vorgestellten Vorgehensweise relativ hoch sind. Aus diesen verschiedenen Gründen wurde von der Inpro GmbH eine weitere Vereinfachung vorgeschlagen. Als Grundlage dienen auch hier eine fein vernetzte und eine stark vereinfachte Karosserie in einer umschreibenden Box gleicher Größe. Die Box wird aber diesmal so groß gewählt, dass sie bis zu den Trocknerwänden seitlich sowie ober- und unterhalb der Karosserie reicht.

Die Idee ist nun, zur instationären Aufheizberechnung ausschließlich die fein vernetzte Box heranzuziehen. Die Randbedingungen an der Vorder- und Rückseite der Box entstammen dabei einer vorab durchgeführten stationären Simulation mit einem mit vereinfachten Karossen konstanter Temperatur vollbestückten Trockner. An der Ober- und Unterseite der Box kann hingegen direkt die gegebene Wandtemperatur als Randbedingung eingesetzt werden, rechts und links müssen zusätzlich die zuvor berechneten Einströmprofile der geneigten Düsen aufgeprägt werden.

Um die Qualität der verschiedenen Netze beurteilen zu können und um eine optimale Strategie zur Berechnung zu entwickeln, wurden von der Inpro GmbH in einem ersten Schritt eine Reihe von Plausibilitätsuntersuchungen durchgeführt. Ähnlich wie bei den Untersuchungen zur Vernetzung der Tür im Technikumstrockner in Abschnitt 6.2.2 stellte sich auch hier heraus, dass mit allen betrachteten Netzen stabile Strömungsberechnungen durchführbar sind, die plausible Ergebnisse liefern. Dennoch bereiten auch hier die schlechten Zellen entlang der Blechkanten im proAm-Netz numerische Probleme bei der Turbulenzmodellierung, so dass insgesamt das TGrid-Netz bevorzugt werden sollte. Nach der Aktivierung des Shell-Conduction-Modells treten aber in der aktuellen Parallelversion Fluent 6.3 bei beiden Netzen so schwerwiegende Softwarefehler auf, dass die endgültige Simulation bis auf Weiteres nicht realisierbar ist. Lediglich Berechnungen mit dem stark vereinfachten Karosseriemodell scheinen zum jetzigen Zeitpunkt durchführbar zu sein. Um solche Schwierigkeiten in den Griff zu bekommen, wurde an dieser Stelle entschieden, die geplante Simulation der E-Klasse im Taktstrockner vorerst zurückzustellen und stattdessen im Rahmen einer Direktbeauftragung enger mit dem Softwarehersteller Fluent zusammenzuarbeiten. Die so errungenen Fortschritte werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

#### 6.3.2 Machbarkeitsstudie Durchlauftrockner

Obwohl sich das Programmpaket Fluent in Kapitel 4 und 5 zunächst als für die Simulation der Aufheizung von Karossen in Trocknern geeignet herausgestellt hatte, waren bei der Behandlung komplexerer Geometrien dennoch eine Reihe von Einschränkungen zu beobachten. Das gilt in gleicher Weise sowohl für die Tür im Technikumstrockner aus Abschnitt 6.2 dieser Arbeit als auch für die Untersuchungen von Meißan an der Golf-Teilkarosserie (vgl. [23, 24]). So kam es bei gleichzeitiger Aktivierung aller zur Simulation benötigten Modelle in Abhängigkeit vom verwendeten Netz und der für die Parallelrechnung gewählten Partitionierung immer wieder zu unerklärlichen Fehlermeldungen, die einen Teil der ursprünglich geplanten Berechnungen erschwerten oder sogar unmöglich machten. Die im Fall der E-Klasse-Karosserie im Taktstrockner gemachten Erfahrungen zeigten, dass diese Probleme zunehmen, je komplizierter die Geometrie und je größer das verwendete Netz ist.

Vor diesem Hintergrund erscheint die Berechnung einer sich durch einen Durchlauftrockner bewegendes Realkarosserie wenig aussichtsreich. Nur wenn es gelingt, die

Fluent-Software so weiterzuentwickeln, dass ihre anhand zahlreicher einfacher Beispiele verifizierte hohe Leistungsfähigkeit in Bezug auf die Trocknersimulation auch auf komplexe Fälle übertragbar ist, ist eine solche Berechnung realistisch. Grundsätzlich muss dabei zwischen einer Behebung von Programmierfehlern an einzelnen Stellen des Fluent-Codes und einer Verbesserung der Effizienz von speziellen Modellen oder Algorithmen unterschieden werden.

In beiden Fällen ist aber ein so tiefes Eingreifen in das Programm erforderlich, dass dies nur vom Softwarehersteller und nicht vom Anwender vorgenommen werden kann. Deshalb wurde die Firma Fluent damit beauftragt, die Realisierbarkeit von Simulationen von realen Rohbaukarosserien in Durchlauftrocknern mit ihrer Software zu demonstrieren und eine Anleitung zur Vorgehensweise bei ähnlich gearteten Anwendungen zu erstellen.

### **Charakterisierung des Trockners**

Als Beispiel wurde der Decklacktrockner DL2 des Mercedes-Benz Werks Rastatt ausgewählt. Dieser wird normalerweise von der B-Klasse durchlaufen. Da es hier jedoch ausschließlich um die prinzipielle Machbarkeit und die Weiterentwicklung der Software geht und kein Vergleich mit Messdaten geplant ist, wurde entschieden, den Vorbereitungsaufwand so gering wie möglich zu halten, indem in dieser Simulation wieder die aus Abschnitt 6.3.1 bekannte E-Klasse auf dem KTL-Gestell durch den Trockner bewegt wird. Das von der Firma Fluent erzeugte und für die folgenden Untersuchungen verwendete TGrid-Netz der Karosse in der virtuellen Box wurde bereits im vorangegangenen Abschnitt vorgestellt. Des Weiteren soll aufgrund der zu erwartenden hohen Rechenzeiten in einem ersten Schritt auf die Strahlungsmodellierung verzichtet werden.

Der Durchlauftrockner besteht aus vier Aufheizzonen mit je 10–12 Metern Länge, gefolgt von zwei Halte- und einer Kühlzone. Diese sind im Gegensatz zu den verschiedenen Zonen im Taktrockner aus Abbildung 6.18 geradlinig angeordnet. Die zu trocknenden Karossen werden mit einer konstanten Geschwindigkeit von  $2,63 \frac{\text{m}}{\text{min}}$  durch den Trockner befördert, so dass das Durchlaufen der vier Aufheizzonen knapp 20 Minuten dauert. Alle Aufheizzonen und die Kühlzone sind mit Düsen ausgestattet. Die nominale Düsengeschwindigkeit beträgt dabei  $15 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ , die Einlasstemperatur wird für die Aufheizzonen 1 und 2 mit  $90^\circ\text{C}$  und für die Aufheizzonen 3 und 4 mit  $165^\circ\text{C}$  angegeben. Da im Rahmen der Machbarkeitsstudie auf eine exaktere Düsenvermessung verzichtet werden kann, sollen diese Werte als Randbedingungen in der Simulation dienen.

### **Weiterentwicklung der Software**

Nach der Fertigstellung eines Netzes der Karosse im Trockner, das sich zur Modellierung der translatorischen Bewegung mit dem Fahrstuhlprinzip eignet, wurden von

der Firma Fluent verschiedene Untersuchungen zur Kompatibilität der zur Simulation benötigten Modelle gemacht. Ein stark vereinfachter Testfall, der jedoch alle fraglichen Modelle beinhaltet, ließ sich problemlos mit der aktuellen Fluent-Version 6.3.26 auf zwei oder vier Prozessoren berechnen. Das war nicht allzu überraschend, da ja auch Meißen die Aufheizung einer einfachen Geometrie in einem Durchlauftrockner bereits seit dem Erscheinen der Version 6.3.19 erfolgreich im Parallelmodus berechnen konnte (vgl. [23]).

Im nächsten Schritt plante die Firma Fluent die Berechnung einer stationären Lösung für die am Anfang des Decklacktrockners stehende E-Klasse-Karosserie. Bis auf den Unterschied stationärer/instationärer Löser entspricht das also von den erforderlichen Modellen her genau der Berechnung der Aufheizung einer Karosse im Taktrockner. Ebenso wie bei den von der Inpro GmbH zu diesem Thema durchgeführten Plausibilitätsuntersuchungen aus dem vorangegangenen Abschnitt zeigte sich auch hier bald, dass in der Version 6.3.26 die unterschiedlichsten Fehler auftraten, so dass eine Simulation mit dieser Programmversion definitiv nicht möglich war. Im Folgenden arbeitete Fluent deshalb nur noch mit verschiedenen Beta-Versionen von Fluent 6.4, die nach und nach an die spezifischen Bedürfnisse der Trocknersimulation angepasst wurden.<sup>5</sup>

Neben mehreren Defiziten bei der Parallelisierung und bei der Netzprüfung („Grid-Check“) wurde von den Fluent-Entwicklern eine Schwierigkeit bei der Anwendung des Shell-Conduction-Modells entlang von T-Stößen entdeckt. Diese entsteht durch eine nicht mit dem Shell-Conduction-Modell kompatible Knotenzuordnung entlang der Stoßkante. Nach einer durch die Entwickler vorgenommenen manuellen Korrektur der Knotenzuordnungen in der Setup-Datei (.cas-Datei) konnte die stationäre Berechnung schließlich erfolgreich durchgeführt werden. Inzwischen steht mit

(%repair-junction-nodes)

auch ein Textbefehl bereit, der diese Korrektur automatisch vornimmt. Offen bleibt allerdings, warum vor allem TGrid-Netze mit nichtkonformen Gitterübergängen an den Prismenseiten in der Vergangenheit die größten Probleme bereiteten, während viele andere Fälle (z. B. die Tür aus Abschnitt 6.2 mit den Netzen (a), (b) und dem Polyedernetz), die ebenfalls T-Stöße enthalten, ohne offensichtliche Schwierigkeiten simuliert werden konnten.

Schon beim Einlesen der ersten Setup-Datei in Fluent 6.3.26 ist aufgefallen, dass die Erzeugung der Shell-Conduction-Zonen auf parallelen Hochleistungsrechnern mehrere Stunden in Anspruch nahm. Außerdem benötigten die Shell-Elemente verglichen mit Volumenzellen überproportional viel Arbeitsspeicher. Auch an diesen Stellen konnten die Fluent-Entwickler in der Version 6.4 deutliche Effizienzsteigerungen erzielen. So wurde beispielsweise die zum Einlesen der Setup-Datei benötigte Zeit um über 70% reduziert. Eine weitere Verbesserung ist möglich, wenn Zonen

---

<sup>5</sup>Aufgrund der Eingliederung von Fluent in die Ansys-Gruppe entspricht die Versionsnummer 6.4 der späteren, offiziellen Versionsnummer 12.

gleichen Materials und gleicher Dicke schon bei der Vernetzung zu einer einzigen Zone zusammengefasst werden. Problematisch blieb aber zunächst, dass die Shell-Conduction-Zonen bei jeder Veränderung des Netzes automatisch gelöscht und wieder neu erzeugt werden, so dass sich im Fall von Durchlauftrocknern allein aufgrund dieser Tatsache nach wie vor inakzeptable Rechenzeiten ergeben würden. Da sich aber die Geometrie der Karosse in der Box nicht ändert, kann in diesem Spezialfall auf die ständige Neugenerierung der Shell-Conduction-Zonen verzichtet werden. Deshalb wurde von den Fluent-Entwicklern ein Textbefehl zur Verfügung gestellt, mit dem dieses Verhalten vom Anwender unterdrückt werden kann:

```
(rpsetvar 'dynamesh/recreate-shells? #f)
```

Eine zweite Schwierigkeit, die die Firma Fluent erst vor kurzem identifizieren konnte und die deshalb noch nicht behoben wurde, ergibt sich ebenfalls aus der für den hier betrachteten Spezialfall zu allgemeingültigen Formulierung des „Dynamic Mesh“-Modells in Fluent. Da sich Netze im Allgemeinen beliebig verformen können, läuft in der aktuellen Implementierung bei jeder Veränderung des Netzes eine Suchroutine über alle Teile des Netzes, um die neuen Zusammenhänge im Netz zu erfassen. Da diese Suche nur seriell erfolgen kann, führt dieser Effekt zu einer deutlichen Erhöhung der insgesamt benötigten Rechenzeit. Wünschenswert wäre hingegen eine Routine, die die besonderen Eigenschaften einer Bewegung im Sinne des Fahrstuhlprinzips berücksichtigt. In diesem Fall würde nämlich eine Suche entlang der „Sliding Interfaces“ und in dem Bereich, wo das „Layering“ zum Einsatz kommt, genügen (vgl. Abbildung 4.6).

Bis eine solche Suchroutine implementiert werden kann, schlägt die Firma Fluent vor, für die Berechnung von Durchlauftrocknern nicht das sehr allgemein formulierte „Dynamic Mesh“-Modell, das für den Layering-Ansatz benötigt wird, sondern nur das einfachere „Sliding Mesh“-Modell zu verwenden und auf die in Abbildung 4.6 mittelgrau markierten Bereiche des Netzes gänzlich zu verzichten. Dadurch kann eine Luftströmung in Längsrichtung des Trockners nicht mehr korrekt erfasst werden. Da man aber andererseits davon ausgehen kann, dass die Aufheizung der Karosserie hauptsächlich von den Düsenströmungen abhängt, sollte dieser Ansatz eine erste gute Näherung darstellen.



## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschäftigte sich mit der numerischen Simulation des Aufheizverhaltens von unlackierten PKW-Bauteilen und -Karossen in Lacktrocknern. Nach einem Überblick über die theoretischen Grundlagen konnte anhand von vereinfachten Beispielen die schon im Vorfeld dieser Arbeit bestehende Modellbildung (vgl. Meißen [20, 21], Paterson [25], Wessels [37]) verifiziert und weiterentwickelt werden. Dazu wurden mit den Strömungssimulationsprogrammen StarCD und Fluent Untersuchungen zur Vernetzung, zur Orts- und Zeitdiskretisierung und zur Verwendung von Turbulenzmodellen durchgeführt.

Ein wichtiges Ergebnis war dabei, dass die Berechnung der konvektiven Wärmeübertragung sehr sensibel auf die wandnahe Vernetzung und das ausgewählte Turbulenzmodell reagiert. Bei diesen wird prinzipiell zwischen denjenigen Modellen, die für die Berechnung der Grenzschicht Wandfunktionen heranziehen und jeden, die die Grenzschicht sehr fein auflösen, unterschieden. Da jedoch die verschiedenen Bereiche auf dem Bauteil sehr unterschiedlichen Strömungscharakteristiken ausgesetzt sind, ist es bei der Trocknersimulation nahezu unmöglich, ein für die Behandlung mit Wandfunktionen geeignetes Netz mit einem dimensionslosen Wandabstand  $y^+$  zwischen 30 und 200 zu generieren. Stattdessen sollte deshalb im Idealfall ein Netz mit  $y^+ \leq 1$  generiert werden und ein universell einsetzbares Turbulenzmodell mit hochauflösender Wandschichtbehandlung verwendet werden.

Für reale Trockner- und Karosseriegeometrien wird eine solch feine Wandschichtauflösung jedoch nicht zielführend sein, da in den direkt angeströmten Bereichen auf der Außenseite der Karosse Zellen mit einer Dicke deutlich unter 0,1 mm erforderlich wären. Damit ergäbe sich eine Netzgröße, die mit den heute verfügbaren Rechen- und Speicherkapazitäten nur noch schwer zu bewältigen wäre. Zudem ist es aufgrund der vielen geometrischen Engstellen und spitzen Winkel insbesondere auf der Innenseite der Karosse nicht immer möglich, überhaupt qualitativ hochwertige Prismenschichten zu erzeugen. Deshalb wurde bei den Analysen der Turbulenzmodelle nicht nur die Ergebnisqualität bei verschiedenen, optimal vernetzten Testkonfigurationen untersucht, sondern auch die Robustheit gegenüber unpassenden  $y^+$ -Werten im Auge behalten. Insgesamt zeigte sich, dass sich das  $k$ - $\omega$ -SST-Modell sowohl durch die größte Verlässlichkeit, als auch durch eine hohe numerische Stabilität bei vergleichsweise geringer Rechenzeit auszeichnet, und somit am besten den verschiedenen Anforderungen der Trocknersimulation genügt.

Aber nicht nur die wandnahe Vernetzung mit Prismenschichten stellt bei realen PKW-Karossen wegen der hohen Komplexität ihrer Geometrie eine Herausforderung

dar. Vielmehr gestaltet sich bereits die Sichtung und Bereinigung der CAD-Daten sehr aufwändig. Wegen des enormen Einflusses auf die Bearbeitungs- und Rechenzeit muss in diesem Stadium unbedingt entschieden werden, welche geometrischen Details in der Simulation vereinfacht dargestellt werden oder sogar unberücksichtigt bleiben können. Der Aufwand für die anschließende Oberflächen- und Volumennetzgenerierung hängt stark von der gewählten Detailtreue ab. Ist diese sehr groß, so wird das resultierende Rechennetz zwangsläufig sehr viele Zellen enthalten, was in der Folge schnell zu einer inakzeptabel hohen Rechenzeit führt.

Ein weiterer interessanter Punkt bei der numerischen Umsetzung des Verfahrens ist die Wahl der Zeitschrittweite. Aufgrund der Tatsache, dass es sich bei der Aufheizung von Bauteilen im Trockner um einen sehr langsam ablaufenden Prozess handelt, der durchaus bis zu einer halben Stunde Realzeit in Anspruch nimmt, erscheint zunächst eine Zeitschrittweite in der Größenordnung von Sekunden plausibel. Andererseits lassen sich für die im Trockner zugrundeliegende Luftströmung instationäre Schwankungen nachweisen, die sich im Millisekundenbereich und darunter abspielen. Da jedoch für die Simulation des Gesamtprozesses bei einer solchen Zeitschrittweite Millionen von Zeitschritten erforderlich wären, sollte auf die zeitgenaue Auflösung des Geschwindigkeitsfeldes verzichtet werden und stattdessen unter Inkaufnahme eines Genauigkeitsverlustes mit einer ausschließlich durch die Aufheizrate bestimmten Zeitschrittweite im Sekundenbereich gerechnet werden. Bei der Vorgabe von solchen Zeitschrittweiten konnten allerdings fundamentale Unterschiede bei der numerischen Stabilität der in den Softwarepaketen implementierten Lösungsalgorithmen identifiziert werden.

Generell stellte sich bei einem Vergleich der kommerziellen Softwarepakete Fluent und StarCD heraus, dass beide einem stetigem Wandel unterliegen und dass beide ihre Vor- und Nachteile haben. Zu dem Zeitpunkt, als die Untersuchungen gemacht wurden (Frühjahr 2006), erschien jedoch Fluent aus mehreren Gründen geeigneter für Trocknersimulationen: zum Einen konnte dort aufgrund der speziellen Implementierung des instationären PISO-Algorithmus mit deutlich größeren Zeitschrittweiten gerechnet werden als in StarCD 3.2, zum Anderen ließ sich das Strahlungsmodell der Diskreten Ordinaten auch bei der parallelen Berechnung bewegter Geometrien einsetzen. Mit dem Erscheinen von StarCD 4.0 sind aber beide Einschränkungen weitestgehend behoben worden. Anders verhält es sich für das ausschließlich in Fluent implementierte Shell-Conduction-Modell. Einerseits bietet es enorme Vorteile bei der Vernetzung dünner Bleche, andererseits ist es in der aktuellen Programmversion 6.3 noch mit so großen numerischen Schwierigkeiten behaftet, dass viele Berechnungen mit komplizierten Geometrien nur mit Einschränkungen durchgeführt werden konnten. Die Verwendung dieses Modells kann somit erst dann empfohlen werden, wenn der Softwarehersteller eine Programmversion zur Verfügung stellt, in der diese Defizite behoben wurden.

Durch die Direktbeauftragung von Mercedes-Benz (vgl. Abschnitt 6.3.2) sowie durch das BMBF-Projekt SiLat scheint Fluent aber die Notwendigkeit erkannt zu

---

haben, seine Bemühungen an dieser Stelle zu verstärken, so dass man davon ausgehen kann, dass die Berechnung von Realkarosserien in Produktionstrocknern bald realisiert werden kann. Der Aufwand für das Preprocessing und die Rechenzeit wird aber noch so beträchtlich sein, dass sich das Verfahren in dieser Form zwar für Forschungszwecke, aber nicht für einen Einsatz im Tagesgeschäft der Automobil-Entwicklung und -Produktionsplanung eignet. Da sich dies durch die extrem komplizierte Geometrie sowie das instationäre Zusammenspiel von turbulenter Strömung und verschiedenen Formen der Wärmeübertragung begründet, kann erst mittelfristig durch leistungsfähigere Rechner und verbesserte Algorithmen eine Beschleunigung erzielt werden. Bis dahin gilt es einerseits, durch eine intensive Forschung das Verfahren zu verbessern und andererseits vereinfachte Ansätze zu entwickeln, mit denen auch kurzfristig eine simulative Unterstützung der verschiedenen Entwicklungs- und Produktionsabteilungen möglich ist.

Wie gezeigt wurde (vgl. auch Klausnitzer, Meißner [16, 23]), ist es schon heute möglich, die Aufheizung stark vereinfachter Geometrien in Takt- oder Durchlauf-trocknern zu simulieren, um daraus Erkenntnisse über die das Bauteil umgebende Luftströmung sowie über seine globale Aufheizrate zu gewinnen. Durch eine verbesserte Auflösung von einzelnen, lackiertechnisch kritischen Bereichen können diese gezielt untersucht werden. Bei Takt-trocknern kann die Rechenzeit außerdem auch durch die Verwendung eines vorab berechneten, stationären Geschwindigkeitsfeldes drastisch reduziert werden. Zwar wird durch das Einfrieren des in der Realität instationären Geschwindigkeitsfeldes das Ergebnis lokal verzerrt, die insgesamt in das Bauteil eingebrachte Wärmemenge kann aber im Wesentlichen richtig prognostiziert werden.

Mit Hilfe der geschilderten Vereinfachungen kann bereits ein tieferer Einblick in den Aufheizprozess geschaffen werden, als es heute mit der punktuellen Messung von Aufheizkurven möglich ist. Ebenso können die berechneten groben Temperaturverteilungen auf der Karosserie als Eingangsgrößen für strukturelle Simulationen dienen. Um jedoch Lackierfehler durch eine Simulation vorhersagen zu können, muss nicht nur das Verständnis für die Lackapplikation (vgl. Böhm [4], Poppner [26]) sowie für den trocknenden Lack selbst erweitert werden (vgl. Hecht [13]). Da Probleme bei der Lackierung typischerweise nicht in der Blechmitte, sondern an Kanten, Falzen oder Massstellen der Bauteile auftreten, muss gleichzeitig auch der Detaillierungsgrad dieser Bereiche bei der Aufheizsimulation weiter verbessert werden. Dazu muss beispielsweise die Wärmeleitung im Bereich übereinander liegender Bleche in Abhängigkeit von der jeweiligen Fügetechnik untersucht und in einem Modell abgebildet werden. Gleiches gilt für die am Aufheizprozess beteiligten Prozessstoffe. Neben der Lackierqualität der Karosseriebleche wären hier auch Aussagen über die Aushärtung von Klebstoffen, Nahtabdichtungsmaterialien oder Strukturschäumen von Interesse. Um sich diesem Ziel zu nähern, werden auch effiziente Messmethoden zur Bestimmung der temperaturabhängigen Materialparameter benötigt.

Manche der geschilderten Fragestellungen werden im Rahmen des BMBF-Projekts

SiLat weiter verfolgt. Andere sind so komplex, dass sie noch nicht in den nächsten Jahren endgültig gelöst werden können. Es wird also auch in Zukunft gelten, die bestehenden Berechnungsmethoden zu pflegen und weiterzuentwickeln, auf Veränderungen im Lackierprozess (z. B. neue Anlagentechnik, neue Lacksysteme) zu reagieren und die Fortschritte auf dem Hard- und Softwaremarkt aufmerksam zu verfolgen.

# A Experimentelle Methoden

In der Trocknersimulation dienen Experimente einerseits zur Ermittlung der im Trockner vorherrschenden Randbedingungen und andererseits zur Validierung der berechneten Ergebnisse. Obwohl die Durchführung von Experimenten nicht Bestandteil dieser Arbeit war, sollen hier verschiedene Geschwindigkeits- und Temperaturmessverfahren vorgestellt werden, die sich in diesem Umfeld bereits bewährt haben (vgl. [2, 12, 42]).

Bei der Beurteilung der Verfahren muss zwischen einer Anwendung im Labormaßstab und einem Einsatz in der Produktion differenziert werden. Experimente in Labor- und Technikumstrocknern, wie sie zur Entwicklung von Simulationsmethoden herangezogen werden, zeichnen sich grundsätzlich durch eine höhere Reproduzierbarkeit aus als der Produktionsprozess, so dass sich hier der Einsatz eines aufwändigeren, aber zugleich genaueren Messverfahrens lohnen kann. Außerdem werden diese Trockner gezielt so aufgebaut, dass eine gute Zugänglichkeit zum zu vermessenden System sichergestellt ist. Bei Experimenten in der Produktion zählen hingegen vor allem Schnelligkeit, Robustheit und einfache Handhabung.

## A.1 Geschwindigkeitsmessungen

### A.1.1 Flügelrad-Anemometrie

Die Flügelrad-Anemometrie (vgl. [2, 31, 38]) beruht auf der Tatsache, dass sich ein Flügelrad umso schneller dreht je höher die Strömungsgeschwindigkeit eines durch das Rad hindurchströmenden Mediums ist. Dabei besteht eine direkte Proportionalität zwischen der Drehzahl und der Strömungsgeschwindigkeit, die nur unwesentlich von den thermodynamischen Eigenschaften des Fluids abhängt. Somit kann nach einer Kalibrierung des Flügelrad-Anemometers über die Drehzahl auf die Geschwindigkeit der Strömung geschlossen werden. Die Auswertung der Drehzahl erfolgt heutzutage meist elektronisch, wobei sich die Auswerteeinheit entweder direkt im Flügelrad oder alternativ in einem separaten, angeschlossenen Gerät befinden kann.

In Abhängigkeit von den Charakteristiken der zu messenden Strömung verwendet man verschiedene Typen von Flügelrädern, die sich durch ihren Aufbau, ihre Größe oder ihr Material unterscheiden. So lässt sich den Herstellerangaben beispielsweise entnehmen, für welche Geschwindigkeitsbereiche ein bestimmter Typ geeignet ist

oder welche Temperatur- und Druckbeständigkeit er aufweist.

Grundsätzlich wird mit einem Flügelrad-Anemometer nur die Geschwindigkeitskomponente parallel zur Rotationsachse des Flügelrades erfasst. Um die Messergebnisse nicht zu verfälschen, ist es folglich sehr wichtig, dass das Messgerät korrekt in der Strömung positioniert wird. Da das Flügelrad einer gewissen unvermeidbaren Trägheit unterliegt und da es selbst die Strömung beeinflusst, empfiehlt es sich vor allem zur Messung von stationären Strömungen mit einer ausgeprägten Hauptströmungsrichtung.

Insofern ist es zur Ausmessung der Düsengeschwindigkeiten in Labor- und Produktionstrocknern gut geeignet (vgl. Beschnidt [2]). Das gilt insbesondere auch deshalb, weil auf einen aufwändigen Messaufbau verzichtet werden kann, indem der Experimentator das Flügelrad-Anemometer selbst in den Freistrahle einer jeden Düse hält. Auf eine Aufheizung des Trockners auf Betriebstemperatur muss dabei allerdings aus verständlichen Gründen verzichtet werden.

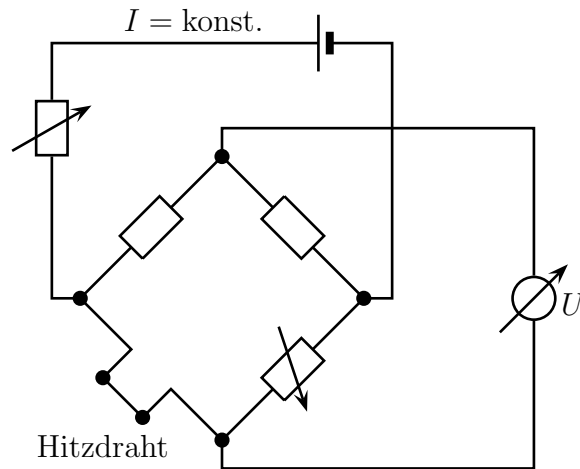
### A.1.2 Hitzdraht-Anemometrie

Auch bei der Hitzdraht-Anemometrie (vgl. [13, 17, 31, 32, 38]) wird die Strömungsgeschwindigkeit eines Fluids nicht direkt gemessen, sondern aus einer mit ihr korrelierenden Kenngröße ermittelt. Dazu wird ein beheizter Draht in die Strömung gehalten. Aus der Abnahme seines elektrischen Widerstands kann auf den konvektiven Wärmeverlust und schließlich auf die Geschwindigkeit der Strömung geschlossen werden.

Um die Veränderung des Drahtwiderstands erfassen zu können, wird das Hitzdrahtelement in eine Wheatstone'sche Brücke integriert. Bei konstantem Stromfluss durch die Brücke (Konstant-Strom-Anemometrie) ändert sich mit dem Drahtwiderstand die abgegriffene Spannung  $U$  (vgl. Abbildung A.1). Ein robusteres Verfahren und eine noch genauere Auswertung können allerdings erreicht werden (vgl. [32, 38]), wenn nicht der Strom, sondern der Widerstand des Drahtes und damit seine Temperatur konstant gehalten wird (Konstant-Temperatur-Anemometrie). In diesem Fall wird die Stromstärke mit Hilfe einer elektronischen Regelung korrigiert.

Der Hitzdraht selbst sollte möglichst fein sein, damit er schnell und sensibel auf veränderte Strömungsbedingungen reagieren kann. Gleichzeitig muss er aber die notwendige mechanische Festigkeit aufweisen, um den verschiedenen Belastungen, die die Messung mit sich bringt, standzuhalten. Bei Messungen in Luft werden typischerweise Drähte mit einer Länge von wenigen Millimetern und einer Dicke von  $2,5\text{--}10\text{ }\mu\text{m}$  verwendet (vgl. [13, 38]). Platin-, Nickel- und Wolframdrähte haben darüber hinaus den Vorteil, dass ihr elektrischer Widerstand näherungsweise linear von der Temperatur abhängt.

Im einfachsten Fall wird der Draht von zwei stabilen Stiften gehalten, die in einen keramischen Sockel eingebettet sind. Mit einer solchen Sonde ist jedoch nur die Ermittlung der Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Draht möglich. Kom-

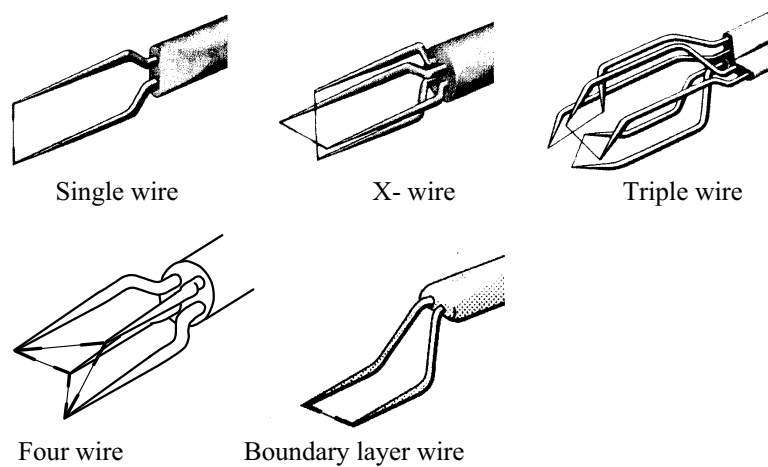


**Abbildung A.1:** Brückenschaltung der Konstant-Strom-Anemometrie

pliziertere Hitzdrahtsonden, wie sie in Abbildung A.2 zu sehen sind, kombinieren deshalb mehrere unterschiedlich ausgerichtete Drähte und ermöglichen dadurch die simultane Messung von mehreren Geschwindigkeitskomponenten oder sogar die Bestimmung von Turbulenzgrößen.

Um aus der abfallenden Spannung  $U$  auf die Strömungsgeschwindigkeit  $|\mathbf{v}|$  schließen zu können, muss ein Zusammenhang zwischen beiden Größen hergestellt werden. Aus der Energieerhaltung des Systems folgt, dass die zugeführte elektrische Leistung  $U \cdot I = U^2/R$  gleich der abgeführten Wärmeleistung  $\dot{Q}$  ist. Die Wärmebilanz eines beheizten Drahtes in einem kühleren strömenden Medium setzt sich dabei streng genommen ebenso wie diejenige von Karosseriebauteilen in Trocknern aus den verschiedenen in Abschnitt 2.2 erläuterten physikalischen Effekten zusammen. Im Allgemeinen werden Hitzdrahtsonden jedoch so konzipiert, dass nur dem konvektiven Wärmeübergang eine wesentliche Bedeutung zukommt und die anderen Komponenten vernachlässigbar bleiben.

Unter Verwendung eines empirisch gewonnenen Wärmeübergangsgesetzes für den umströmten Draht kann so ein analytischer Zusammenhang zwischen der Spannung  $U$  und der Strömungsgeschwindigkeit  $|\mathbf{v}|$  abgeleitet werden (vgl. [32]). Da die Auswertung dieses Ausdrucks jedoch die genaue Kenntnis einiger geometrischer und physikalischer Eigenschaften der Hitzdrahtsonde voraussetzt, ist es meistens einfacher, die Sonde vor der eigentlichen Messaufgabe zu kalibrieren. Dazu werden mit Hilfe einer wohldefinierten Strömung (z. B. eine Kanal- oder Düsenströmung)  $U$ - $|\mathbf{v}|$ -Wertepaare aufgenommen, wobei die Geschwindigkeitsbeträge von derselben Größenordnung wie in der Messaufgabe sein sollten. Mit einer Fitfunktion kann anschließend ein funktionaler Zusammenhang zwischen  $U$  und  $|\mathbf{v}|$  hergestellt werden. So verwendet Hecht beispielsweise in [12] als Fitfunktion ein Polynom vierter Ordnung, während in [17, 32] der empirisch begründete Ansatz  $U^2 = a + b|\mathbf{v}|^n$  mit den



**Abbildung A.2:** Verschiedene Ausführungen von Hitzdrahtsonden (aus [32])

Fitparametern  $a$ ,  $b$  und  $n$  bevorzugt wird.

Abschließend bleibt festzuhalten, dass die Hitzdraht-Anemometrie ein sehr leistungsfähiges Verfahren zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten darstellt. Aus diesem Grund ist sie in der experimentellen Strömungsmechanik generell weit verbreitet und wurde in der Vergangenheit auch zur Vermessung der Düsengeschwindigkeiten von Labor- und Technikumstrocknern eingesetzt (vgl. [12, 42]). Meistens wird dabei aus Genauigkeitsgründen ein feststehender Aufbau mit einer Traversierung gewählt, der allerdings eine gewisse Vorbereitungszeit benötigt. Es gibt aber auch Handmessgeräte, die ähnlich einem Flügelrad-Anemometer zur schnellen Ausmessung einer großen Zahl an Düsen dienen können.

## A.2 Temperaturmessungen

### A.2.1 Thermoelemente

Bei der Temperaturmessung mit Thermoelementen (vgl. [2, 12, 33, 38] sowie die Versuchsaufbauten aus den Abbildungen 5.3 (Seite 66), 6.1 (Seite 93) und 6.2 (Seite 94)) handelt es sich um ein relativ einfaches und kostengünstiges Verfahren, das aus diesem Grund in der industriellen Praxis häufig eingesetzt wird. Es ermöglicht die punktuelle Bestimmung von Relativtemperaturen, bezogen auf eine fest gewählte Referenztemperatur.

Der physikalische Effekt, der der Funktionsweise von Thermoelementen zugrunde liegt, ist der Seebeck-Effekt. Dieser besagt, dass zwischen zwei sich berührenden Metallen mit unterschiedlichen Austrittsarbeiten eine Kontaktspannung entsteht, weil



von demjenigen Metall mit der niedrigeren Austrittsarbeit mehr freie Elektronen in das andere Metall übertreten als umgekehrt. Die Höhe der Kontaktspannung hängt von der Materialpaarung und der Temperatur der Kontaktstelle ab und beträgt typischerweise  $10^{-6}$  bis  $10^{-3}$  V. In einem geschlossenen Stromkreis mit konstanter Temperatur heben sich jedoch die an den Kontaktstellen abfallenden Spannungen gegenseitig auf. Ein Stromfluss wird sich folglich nur dann einstellen, wenn die verschiedenen Kontaktstellen des Leitungssystems auf unterschiedlichen Temperaturniveaus liegen.

Aus diesen Vorüberlegungen ergibt sich der schematische Aufbau eines Thermoelements, wie er in Abbildung A.3 zu sehen ist. Für die gemessene Spannung  $U$  gilt der Zusammenhang

$$U = (K_1 - K_2)(T_{\text{Messpunkt}} - T_{\text{Referenz}}). \quad (\text{A.1})$$

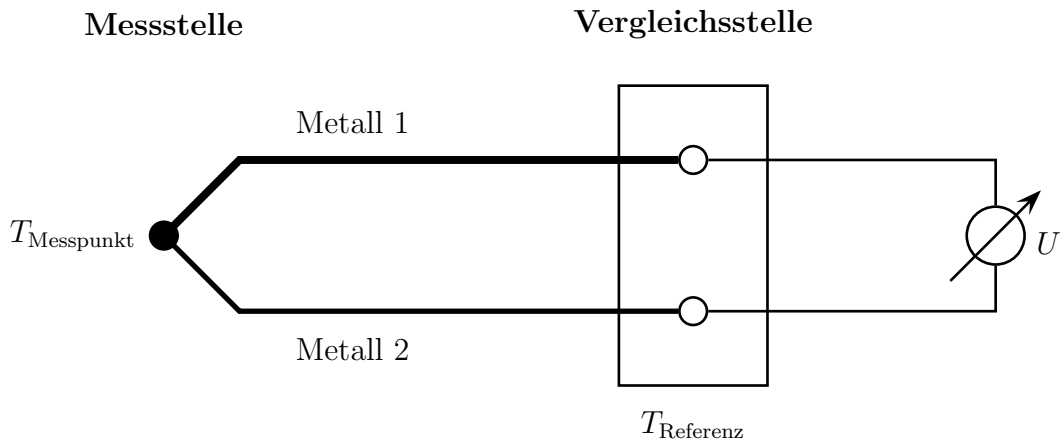
Die Paarung der Metalle 1 und 2 sollte dabei in der Praxis so gewählt werden, dass die Differenz der Seebeck-Koeffizienten  $K_1$  und  $K_2$  möglichst groß wird und in dem zu untersuchenden Temperaturbereich temperaturunabhängig ist. Dann kann nämlich direkt aus der gemessenen Spannung und der als bekannt vorausgesetzten Referenztemperatur mit Hilfe von (A.1) die Temperatur am Messpunkt berechnet werden.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Messungen von Aufheizkurven wurden Thermoelemente mit einer Nickel-Chromnickel-Paarung verwendet, für die diese Bedingungen im Bereich von  $-270^\circ\text{C}$  bis  $1372^\circ\text{C}$  erfüllt sind (vgl. Hecht [12]). Die Referenztemperatur wurde hier auf der Hardwareseite für alle Thermoelemente zu  $25^\circ\text{C}$  vorgegeben. Durch eine getaktete Auswertung der Messergebnisse ergab sich insgesamt für jeden Messpunkt ein instationäres Temperaturprofil.

Ein Problem bei der Temperaturmessung mit Thermoelementen in Strömungsgebieten ist jedoch, dass die verlegten Anschlussleitungen die Strömung beeinflussen. So können sie beispielsweise ungewollte Verwirbelungen und Ablöseerscheinungen hervorrufen. Eine weitere Unsicherheit, die speziell bei der instationären Messung der Aufheizung von dünnen Blechen hinzukommt, besteht darin, dass die Aufheizung des zu untersuchenden Bauteils durch die Aufheizung des Thermoelements leicht verzögert wird.

### A.2.2 Thermografie

Mit Thermografie (vgl. [12, 33, 38]) bezeichnet man eine berührungslose Messmethode, die in der Lage ist, Temperaturverteilungen auf Oberflächen bildhaft darzustellen. Sie eignet sich folglich besonders gut für Temperaturmessungen, bei denen ein Eingriff in das zu vermessende System unerwünscht oder nicht möglich ist. Durch die anschauliche Auswertung der Messwerte können Unregelmäßigkeiten im Temperaturprofil besonders gut erkannt werden.



**Abbildung A.3:** Prinzip eines Thermoelements (vgl. [33, 38])

Ebenso wie die Temperaturmessung mit Infrarotthermometern basiert die Thermografie auf der Erfassung von Wärmestrahlungsintensitäten. Während erstere aber nur punktuelle beziehungsweise flächengemittelte Messungen ermöglichen, erlaubt die Thermografie mit Hilfe eines Kamerasystems eine bildliche Darstellung. Die Funktionsweise der Wärmebildkamera ähnelt dabei derjenigen einer fotografischen Kamera. Eine oder mehrere strahlungsdurchlässige Linsen projizieren das aufgenommene Bild auf einen Bildsensor. Für die dort stattfindende Detektion der Strahlungsleistung gibt es eine Reihe von Verfahren unterschiedlicher Komplexität, die nicht zuletzt über die Qualität der Aufnahmen und den Preis der Kamera entscheiden.

Man unterscheidet dabei prinzipiell zwischen gekühlten und ungekühlten Systemen. Gekühlte Systeme arbeiten mit dem inneren fotoelektrischen Effekt. Die eintreffende Strahlung schlägt Elektronen aus einem Halbleitermaterial heraus, was zu einem messbaren Fotostrom führt. Die Kühlung des Systems auf ca. 70 K ist notwendig, um die Eigenstrahlung der Kamera und die damit verbundenen Effekte weitestgehend zu unterdrücken. Dadurch sind die Systeme letztendlich in der Lage, höherwertige Aufnahmen als ungekühlte Systeme zu liefern. Dem stehen die höheren Anschaffungskosten, die größeren Abmessungen und die längere Anlaufzeit vor Aufnahmen negativ gegenüber. Ungekühlte Systeme erfassen die eintreffende Strahlung hingegen durch die mit der Erwärmung eines Sensors einhergehende Änderung von Spannung oder Stromstärke. Da keine Absolutwerte, sondern nur relative Änderungen erfasst werden können, muss zuvor ein Dunkelbild bei Betriebstemperatur erzeugt werden.

Wie aus Abschnitt 2.2.4 bekannt ist, wird die am Detektor eintreffende Strahlungsintensität von verschiedenen Faktoren beeinflusst. Neben der Temperatur des zu messenden Objekts spielen auch dessen Emissivität, die Eigenschaften seiner Umgebung sowie das Transmissionsvermögen aller auf der Messstrecke liegender Strahlungshindernisse eine entscheidende Rolle. Um also von der vom Kamerasystem ge-

messenen Strahlungsleistung auf die Objekttemperatur schließen zu können, müssen alle genannten Strahlungskenngrößen bekannt sein. Aus diesem Grund sollte der gesamte Messaufbau möglichst gut von der Umgebung abgeschirmt sein, um störende Wechselwirkungen zu vermeiden.

In der Praxis liegen genau hier die Grenzen des Verfahrens. Aufgrund der vielen Unbekannten ist es häufig nur möglich, eine qualitative Temperaturverteilung zu bestimmen. Bei einigen typischen Anwendungen reicht das bereits aus. Dazu zählen beispielsweise die Untersuchung der Wärmedämmung von Häusern oder die Erkennung von Materialdefekten bei der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung. Ist man jedoch an absoluten Temperaturwerten interessiert, so bietet es sich in manchen Fällen an, mit Hilfe von punktuellen Temperaturmessverfahren (z. B. Thermoelemente oder Widerstandsthermometer) das Thermografiesystem zu kalibrieren.

So verfährt auch Hecht in [12] bei der Untersuchung des Aufheizverhaltens von Bauteilen in einem Technikumstrockner. Hier waren einerseits die Emissivität der Bauteiloberfläche und andererseits die Transmissivität des Zink-Selenit-Fensters, durch welches die Thermografie-Aufnahme erfolgte, die unbekannten Größen. Beide konnten schließlich durch einen Abgleich der Thermografieaufnahme mit einer Temperaturmessung mit Thermoelementen bestimmt werden. Wenn Produktionstrockner über ähnliche wärmestrahlungsdurchlässige Fenster verfügen, können dort mit derselben Methode Aufnahmen von realen Karossen gemacht werden.



# Literaturverzeichnis

- [1] BAEHR, HANS DIETER und STEPHAN, KARL: *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer-Verlag, Heidelberg, Berlin, New York, 5. Auflage, 2006.
- [2] BESCHNIDT, MARTIN: *Simulation und Verifikation des Trocknungsverhaltens eines ausgewählten Lacksystems*. Diplomarbeit, Universität Ulm, Abteilung Experimentelle Physik, Januar 2007.
- [3] BLANKE, CORNELIA: *Kontinuitätserhaltende Finite-Element-Diskretisierung der Navier-Stokes-Gleichungen*. Diplomarbeit, Technische Universität München, Zentrum Mathematik, Januar 2004. <http://www5.in.tum.de/pub/blanke04.ps.gz>.
- [4] BÖHM, CHRISTOPH ANDREAS: *Wechselwirkung von Tropfen und Sprays newtonscher und nicht-newtonscher Fluide mit festen Oberflächen: Aufprall und Filmbildung*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, Fachbereich Maschinenbau, 2002.
- [5] BRINCKMANN, FELIX ; HECHT, STEPHAN und STEPHAN, PETER: *Simulation of the drying process of paint films using FLUENT*. In: *ANSYS Conference & 25th CADFEM Users' Meeting 2007*, Internationales Congress Center Dresden, 21.–23. November 2007.
- [6] CD-ADAPCO: *STAR-CD Version 3.22 (Methodology, ProAm User Guide, Star User Guide)*, 2004.
- [7] CD-ADAPCO: *STAR-CD Version 4.00 (Methodology, Meshing User Guide, CCM User Guide, Post-Processing User Guide)*, 2006.
- [8] <http://www.cfd-online.com/Wiki>.
- [9] FERZIGER, JOEL H. und PERIĆ, MILOVAN: *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer-Verlag, Heidelberg, Berlin, New York, 3. Auflage, 2002.
- [10] FLUENT INC.: *FLUENT 6.3 User's Guide*, 2006.
- [11] FLUENT INC.: *TGrid 4.0 User's Guide*, 2006.

- [12] HECHT, STEPHAN: *Experimentelle Verifikation von Aufheizprozessen in automobilen Lacktrocknern*. Diplomarbeit, Universität Ulm, Abteilung Experimentelle Physik, Juni 2004.
- [13] HECHT, STEPHAN. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, Fachbereich Maschinenbau, Fertigstellung voraussichtlich 2009.
- [14] HOFMANN, HERBERT MARTIN: *Wärmeübergang beim pulsierenden Prallstrahl*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik, 2005. Universitätsverlag Karlsruhe 2005, <http://www.uvka.de/univerlag/volltexte/2005/60/pdf/Hofmann.pdf>.
- [15] KABELAC, STEPHAN. Messergebnisse aus Direktbeauftragung **Emissionsgrad Labortrockner.xls**. Universität der Bundeswehr Hamburg, Institut für Thermodynamik, Oktober 2003.
- [16] KLAUSNITZER, ANGELA und MEISSEN, FRANK: *Simulation des Aufheizverhaltens einer Karosserie im Taktrockner*. Endpräsentation Direktauftrag DA-4901, INPRO GmbH Berlin, September 2007.
- [17] *Kurzlehrgang Turbulenz 2005, Grundlagen der Turbulenzmodellierung*, 4.–7. April 2005. Lehrstuhl für Strömungsmechanik, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Lehrstuhl für Strömungsmechanik.
- [18] LEHNHÄUSER, THOMAS: *Eine effiziente numerische Methode zur Gestaltoptimierung von Strömungsgebieten*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, Fachbereich Maschinenbau, 2003. Shaker-Verlag Aachen 2004.
- [19] LÜCKMANN, ANTÔNIO JOSÉ: *Numerical Paint Oven Simulation*. Internship Report 1–3: DaimlerChrysler AG, Ulm, Federal University of Santa Catarina/Brasilien, Mechanical Engineering Department, August 2006.
- [20] MEISSEN, FRANK: *LAK-46 – Kalibrationsfreie Strömungssimulation mit FLUENT für Trockner*. Meilensteinbericht M1 und M2, INPRO GmbH Berlin, Dezember 2003.
- [21] MEISSEN, FRANK: *LAK-46 – Kalibrationsfreie Strömungssimulation mit FLUENT für Trockner*. Meilensteinbericht M3, INPRO GmbH Berlin, Juni 2004.
- [22] MEISSEN, FRANK: *LAK-46 – Kalibrationsfreie Strömungssimulation mit FLUENT für Trockner*. Zwischenbericht, INPRO GmbH Berlin, Dezember 2004.

- [23] MEISSEN, FRANK: *LAK-53 – Kalibrationsfreie Strömungssimulation mit FLUENT für Trockner*. Meilensteinbericht M3, INPRO GmbH Berlin, August 2006.
- [24] MEISSEN, FRANK: *LAK-53 – Modellbildung für Realbauteil im Produktions-trockner*. Meilensteinbericht M1 und M2, INPRO GmbH Berlin, Januar 2006.
- [25] PATERSON, JULIE: *Numerical Simulation of Flow and Heating of a Simplified Geometry in a Drying Chamber*. Master Thesis, Universität Stuttgart, Institut für Mechanik, Juli 2004.
- [26] POPPNER, MARC: *Modellierung und Simulation der Lackierung von PKW-Karosserien mit bewegten, elektrostatisch unterstützten Hochrotationszerstäubern*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, Fachbereich Maschinenbau, 2006. Shaker-Verlag Aachen 2007.
- [27] ROLLER, SEBASTIAN. Dissertation, Technische Universität Clausthal, Fachbereich Maschinenwesen, Fertigstellung voraussichtlich 2009.
- [28] SCHÄFER, MICHAEL: *Numerik im Maschinenbau*. Springer-Verlag, Heidelberg, Berlin, New York, 1999.
- [29] SEILER, RUEDI: *Die Navier-Stokes Gleichung*. Elemente der Mathematik, 57(3):109–114, August 2002. Birkhäuser Verlag, Basel.
- [30] *Strömungen berechnen mit dem Computer*. Kurs der Deutschen Schülerakademie, 1999. <http://www.wissenschaft-online.de/spektrum/projekt2/gaes.htm>.
- [31] *Strömungs-Messtechnik*. [http://www.ibmarquardt.de/Messtechnik\\_luft.pdf](http://www.ibmarquardt.de/Messtechnik_luft.pdf).
- [32] *Strömungsmechanik II für MB*. Vorlesungsskript. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Lehrstuhl für Strömungsmechanik, SS 2008. <http://www.lstm.uni-erlangen.de/Allgem/Lehre/start.htm>.
- [33] <http://www.temp-web.de>.
- [34] *TGrid-Workshop, SiLat-Projekt*, 24.–25. Oktober 2007. Fluent Deutschland GmbH, Darmstadt.
- [35] VIESER, WOLFGANG ; ESCH, THOMAS und MENTER, FLORIAN: *Heat Transfer Predictions using Advanced Two-Equation Turbulence Models*. CFX Validation Report CFX-VAL10/0602, CFX, Juni 2002.

- [36] *VPS/DRY – The Module for the Simulation of Car Body Drying in the Automotive Industry*. Produktinformation. [http://www.cadfem.de/fileadmin/vps/flyer/VPS\\_DRY5.pdf](http://www.cadfem.de/fileadmin/vps/flyer/VPS_DRY5.pdf).
- [37] WESSELS, MICHAEL: *Simulation der Aufheizung einer W211-Karosserie in einem KTL-Takttrockner*. Sitzungsunterlagen **Results.ppt**, DaimlerChrysler AG, Untertürkheim, 2004–2006.
- [38] <http://www.wikipedia.org>.
- [39] WITRY, AL und MALIK, MOHAMMED: *CFD Simulation of the Paint Oven at ARDC*. CFD Analysis Report, Automotive Research and Development Centre, DaimlerChrysler Canada, Dezember 2004.
- [40] YE, QIAOYAN ; PULLI, KARLHEINZ und SCHEIBE, ANDREAS: *Simulation der Kanalströmung mit Wärmeübertragung und der Aufheizkurven im Hygrex-Trockner*. Sitzungsunterlagen zur 3. Sitzung des BMBF-Verbundprojekts SiLat, IFF Universität Stuttgart, Juni 2007.
- [41] YE, QIAOYAN ; PULLI, KARLHEINZ und SCHEIBE, ANDREAS: *Numerische Simulation des Hygrex-Trockners*. Sitzungsunterlagen zur 5. Sitzung des BMBF-Verbundprojekts SiLat, IFF Universität Stuttgart, Februar 2008.
- [42] YE, QIAOYAN ; PULLI, KARLHEINZ ; SCHEIBE, ANDREAS ; DOMNICK, JOACHIM und GRUSECK, DANIEL: *Numerical and experimental study of convective heat transfer with complicated turbulent flow in a laboratory dryer for turbulence model assessment (submitted)*. In: *HEFAT 2008: 6th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, Pretoria, Südafrika, 30. Juni – 2. Juli 2008.



# Lebenslauf

## Persönliche Daten:

Name	Cornelia Blanke
geboren am	23.09.1978 in München
Familienstand	ledig
Staatsangehörigkeit	deutsch

## Schulausbildung:

1984 – 1988	Grundschule I, Kirchheim bei München
1988 – 1997	Gymnasium Kirchheim bei München
Abschluss	Abitur, Juni 1997

## Hochschulausbildung:

10/1997 – 01/2004	Studium der Mathematik mit Nebenfach Physik an der Technischen Universität München
09/2000 – 06/2001	Auslandsstudium an der Université de Metz, Frankreich
Abschluss	Diplom-Mathematikerin, Januar 2004

## Anstellungen:

03/2005 – 02/2008	Doktorandin im Bereich der Simulation Lackiertechnik, DaimlerChrysler AG/Daimler AG bis 14.01.2007 am Forschungszentrum Ulm ab 15.01.2007 im Mercedes-Benz Werk Sindelfingen
seit 04/2008	Entwicklungsingenieurin im Produktbereich Herde, Bosch und Siemens Hausgeräte GmbH, Traunreut